

Flammsschwingungen von Flammen in geschlossenen langgestreckten Verbrennungsbomben*.

Von U. NEUBERT, Braunschweig.

Mit 9 Textabbildungen.

(Eingegangen am 2. November 1951.)

1. Problemstellung.

In einer geschlossenen Verbrennungsbombe können wie H. NIELSEN [1] feststellte, Eigenschwingungen der Gassäule durch die Verbrennung angeregt werden. GUDERLEY [2] hat die Möglichkeit der Anfachung der Schwingungen theoretisch begründet.

H. STEINICKE [3] hat Eigenlichtaufnahmen von Verbrennungen in einer sehr langgestreckten Bombe

gestellt und beim Beginn

der Verbrennung von Propan-

-Luft-Gemischen in der ge-

schlossenen Bombe Schwin-

gen gefunden, die sich

am Zündpunkt bis zu etwa

$\frac{1}{2}$ der Bombenlänge hin-

ziehen und mit der Eigen-

schwingungszahl der einge-

schlossenen Gassäule nicht

übereinstimmen, sondern

um 2—20mal kleinere Fre-

quenzen besitzen. Die Auf-

nahmen stammen von Ver-

brennungen in einer 4fen-

strebigen Bombe von 108 cm

Länge und $2,4 \times 2,4 \text{ cm}^2$

Querschnitt. Eine Aufnahme

im Eigenlicht der Flamme

ist in Abb. 1 dargestellt.

STEINICKE für die 2 ersten Fenster vom Beginn der

Verbrennung zeigt Abb. 1. Die Schwingungen mit ihrer

zunehmenden Frequenz

(0—3,5⁻¹ sec) sind eindeutig erkennbar; sie sind zu

zunehmender Amplitude ausgeprägt und klingen nach der

Mitte der Bombe zu ab. Alle untersuchten Propan-

-Luft-Gemische vom Luftverhältnis $\lambda = 0,5$ —1,0 bei

Druckstufen von 1 Atm zeigen die Erscheinung

der langsam brennenden stärker als die

schnelleren und von den langsameren wiederum die

stoffreichen stärker als die stoffärmeren

Gemische.

Die Erscheinung wird auch von JOST [4] diskutiert.

WIS und VON ELBE [5] erklären sie mit einer ver-

stärkten Anregung der Schwingungsfreiheitsgrade der

Moleküle. STEINICKE [3] sieht die Schwingungen als

Entstehung von Wirbeln an, die sich periodisch aus der

Verbrennungsschicht der vor der Flamme herrschenden Ver-

drängungsströmung ablösen.

Durch eine Serie von Momentenschlierenbildern,

die die Gestalt der Flamme und die Art ihres

Verhaltens zeigen, ist es möglich, die Entstehung von Stoß-

wellen usw. gut verfolgt werden können.

2. Versuchseinrichtung und Durchführung.

Allgemeines.

Die Versuche wurden in einer Verbrennungsbombe von 108 cm Länge ausgeführt, die auf der Vorder- und Hinterseite mit je 4 Fenstern versehen war. Diese waren so bemessen und eingebaut, daß die volle Höhe des Querschnitts von $24 \times 24 \text{ mm}^2$ durchleuchtet werden konnte. Zur besseren Wärmeisolation waren bei den späteren Versuchen die obere und untere Eisenwand der Bombe mit 1 mm dickem Plexiglas beklebt, so daß der Querschnitt dann $22 \times 24 \text{ mm}^2$ betrug. Während des Fortschreitens der Flamme wurden von ihr Momentenschlierenbilder mit einer funkenkinematographischen Schlierenoptik hergestellt. (Einzelheiten der Apparatur sind den Arbeiten [7], [8] und [12] zu entnehmen.) Die Zündung in der beiderseits geschlossenen Bombe erfolgte am ersten Fenster links; die Flamme frißt sich dann nach rechts in das unverbrannte Gemisch hinein, wobei sie es wegen der Ausdehnung der schon verbrannten Gase vor sich herschiebt und komprimiert (Verdrängung).

Heizdrahtschlieren.

Ein wesentliches Merkmal dieser Arbeit war eine Anordnung zur Sichtbarmachung der Strömung im

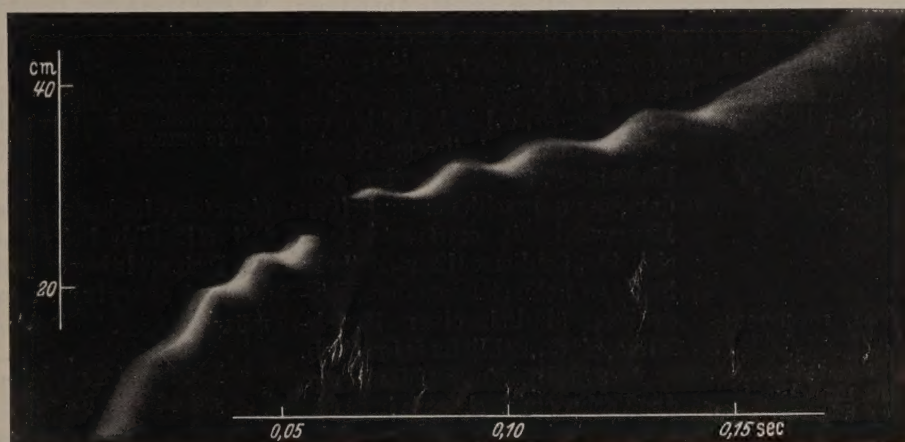


Abb. 1. Aufnahme von H. STEINICKE. Verbrennung in einer geschlossenen Bombe Propan-Luft $\lambda = 0,6$. Langsame Flammenschwingungen im 1. und 2. Bombenfenster.

* Diese und die folgende Arbeit sind Herrn Professor Dr.-Ing. ERNST SCHMIDT, Braunschweig, zur Vollendung seines 60. Lebensjahres am 11. 2. 52 gewidmet. Sie zeigen einen Ausschnitt aus Arbeiten, die meine Kollegen und ich unter der Leitung unseres verehrten Lehrers in der ehemaligen Luftfahrt-Forschungsanstalt Braunschweig-Völken-der Gelegenheit hatten auszuführen.

noch unverbrannten Gemisch, also vor der Flamme. Diese Sichtbarmachung konnte, da die aufzunehmenden Vorgänge — insbesondere z. B. das Fortschreiten der Flammenfront — nach dem TOEPLERSchen Schlierenverfahren abgebildet wurden, nur wieder in der Schaffung einiger Schlierenherde bestehen, wobei die sich von ihnen loslösenden Schlieren von einer etwa

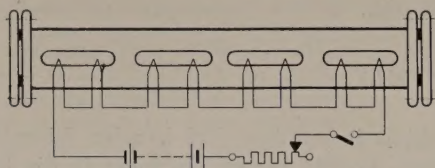


Abb. 2. Elektrisch geheizte Glühdrähte an 8 Stellen der Verbrennungsbombe, zur Sichtbarmachung der Strömung vor der Flamme.

vorhandenen Strömung erfaßt und von dieser mitgenommen werden. Aus der Ortsveränderung der Schlierenballen von Momentbild zu Momentbild kann dann ihre Geschwindigkeit auch quantitativ erfaßt werden. Das Auftreten von Schlieren in der Abbildung ist an einen einigermaßen erheblichen im Strahlengang befindlichen Dichtegradienten gebunden. Dieser wird hier im Gasgemisch in der Nähe von dünnen, elektrisch geheizten Drähten erzeugt, d. h. die Drähte erwärmen das Gas in ihrer nächsten Umgebung. So wie von einer von der Sonne beschienenen heißen Hauswand die erwärmte Luft sich in „Schlierenflimmern“ abhebt, so hebt sich von den Heizdrähten ähnlich einer Rauchfahne eine „Schlierenfahne“ ab.

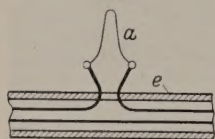


Abb. 3a. Einzelner Heizdraht in etwa natürlicher Größe, beim Durchblick durch ein Fensterpaar.

(a = Heizfaden,
e = Schutzröhrchen.)

An 8 Stellen sind auf der Länge des Verbrennungskanals in der in Abb. 2 gezeigten Verteilung solche Heizfäden angebracht. Abb. 3a zeigt einen solchen Heizfaden in etwa natürlicher Größe beim Durchblick durch ein Fensterpaar, Abb. 3b beim Blick in den Verbrennungskanal. Die Heizfäden sind, um für die Zuleitungsdrähte dem Bombenquerschnitt nur wenig Fläche zu entziehen, hintereinandergeschaltet. Indem die Flamme über einen der Glühdrähte, die sich auf dunkler Rotglut befinden, hinwegläuft, tritt ein Effekt auf, der nach zwei Seiten von Wichtigkeit wird. Die Temperatur des Fadens steigt kurzzeitig auf sehr hohe Werte, die man rein visuell an seinem hellen Aufglühen erkennen kann. Damit erhöht sich der Widerstand des elektrischen Kreises. Daher muß in Reihe mit den Heizfäden ein, gegenüber ihrem eigenen, großer Widerstand liegen,

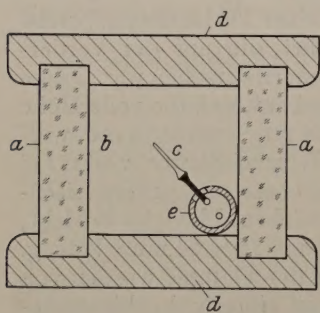


Abb. 3b. Einzelner Heizdraht beim Blick in den Verbrennungskanal.
(a = Glasfenster, b = Verbrennungskanal, c = Heizfaden, d = Wand, e = Schutzröhrchen.)

damit der Strom nicht wesentlich schwankt und unter das für die Erzeugung von Schlieren notwendige Maß sinkt. Zweitens brennen dabei natürlich gelegentlich die Heizfäden durch. Am besten hat sich hierbei Chromnickeldraht von $\frac{1}{10}$ mm \varnothing bewährt.

Strömungsgeschwindigkeiten unter 20 cm/sec lassen sich mit dieser Methode, insbesondere wenn es sich um

stationäre Strömungen handelt, schlecht oder gar nicht mehr nachweisen. Dafür ist folgende Methode

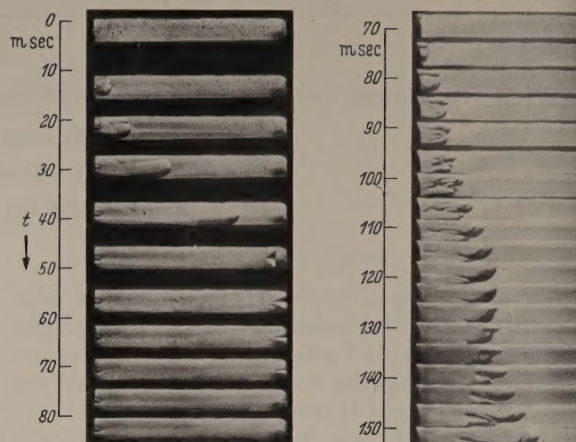


Abb. 4 (oben und rechts). Aufnahme der Verbrennung eines Propan-Luft-Gemisches ($\lambda = 0,6$) im 1. und 2. Fenster der 108 cm langen Bombe. Die Verbrennung beginnt kugelförmig, gezündet durch einen Funken einer verlängerten Zündkerze, so daß die beiden Drahtelektroden ins Blickfeld reichen. (An der linken Seite ist der Zeitmaßstab in Millisekunden eingetragen.)

eigneter, die aber den Nachteil mit sich bringt, daß die Heizdrähte vor jedem Versuch ausgebaut werden müssen.

Dampfdrahtschlieren.

Vor dem Versuch wurden die dünnen Heizdrähte mit Hilfe eines kleinen Pinselchens mit etwas Knochenöl bestrichen. Das Schaltpendel, das bislang den Einsatz der Beleuchtungsfunkenserie und die Zündung in der Verbrennungsbombe auslöste, muß nun noch das Einschalten der Heizdrähte besorgen. Steigt nämlich nun deren Temperatur, so zieht sich der Ölfilm (wie auf den Bildern gut beobachtet werden kann) zu kleinen Tröpfchen zusammen, die dann gewissermaßen explosionsartig verdampfen und eine Anzahl aufeinanderfolgender kleiner Dampfwölkchen ausstoßen, die genau wie Schlierenballen in den Bildern sichtbar werden. Diese Methode, die hinsichtlich der entstehenden Schlieren einen Anlaufeffekt darstellt, ist wesentlich empfindlicher als die vorige; man konnte stationäre Strömungsgeschwindigkeiten bis zu 10 cm/sec noch gut nachgewiesen werden.

Die Form der Flammenfront bei der ersten Verzögerung.

Abb. 4 zeigt die Verbrennung eines Propan-Luft-Gemisches des Luftverhältnisses $\lambda = 0,6$ in Fenster 1 2 einer geschlossenen Verbrennungsbombe. Hier treten die gleichen Schwingungen der Flammenfront in axialer Richtung der Bombe mit derselben Frequenz allmählicher Verringerung der Frequenz und Amplitude nach der Bombenmitte auf wie in der wiedergegebenen charakteristischen Aufnahme von STEINICKE. Es handelt sich hier offenbar um die gleiche Erscheinung. Abb. 5 zeigt eine stärker vergrößerte Aufnahme einer Verbrennung des gleichen Gemisches im Fenster 1. Hier ist zum Unterschied zur vorherigen Verbrennung unmittelbar am Ende der Bombe gezündet. Hieraus können wir ersehen, daß in den ersten Stocken der Flamme eine eigenartige Formung des Flammenkopfes auftritt. Der vordere Teil der Flammenfront hat die Form eines nach hinten gerichteten Bunsenbrennerkegels angenommen. Die Stelle der Verformung der Flammenfläche liegt in Abb. 5 gegenüber Abb. 4 etwa dieselbe Strecke verschoben, wie auch ihre Zeitpunkte versetzt liegen. (Die Erscheinung ist randfrei reproduzierbar). Diese Form der Verbrennung kann mit der Annahme erklärt werden, daß in den ersten Stocken der Flamme eine Strömung in der Bombe vorhanden ist und der Flammenfortschreiterichtung entgegen gerichtet ist. Normalerweise dehnen sich die verbrannten Gase aus und schieben die Flammenfront nach hinten. Im Unverbrannten sollte also immer die Strömung herrschen, die der Flamme vorausläuft. Wiederholung der Aufnahme bei gleicher Vergrößerung mit erhöhter Bildwechselfrequenz zeigt die Erscheinung der Verformung noch deutlicher (Abb. 5). In dieser Bildserie ist das Umkippen der Flammenfront „nach innen“, mit dem auch das Stocken im letzten Stock der Flamme zeitlich zusammenfällt, gut zu sehen. Viele weitere Aufnahmen, die aus Platzmangel nicht wiedergegeben werden können, bestätigen diesen Eindruck immer wieder.

Eine Strömung aus dem unverbrannten Teil des Gemisches gegen die Flammenfront ist zunächst eine

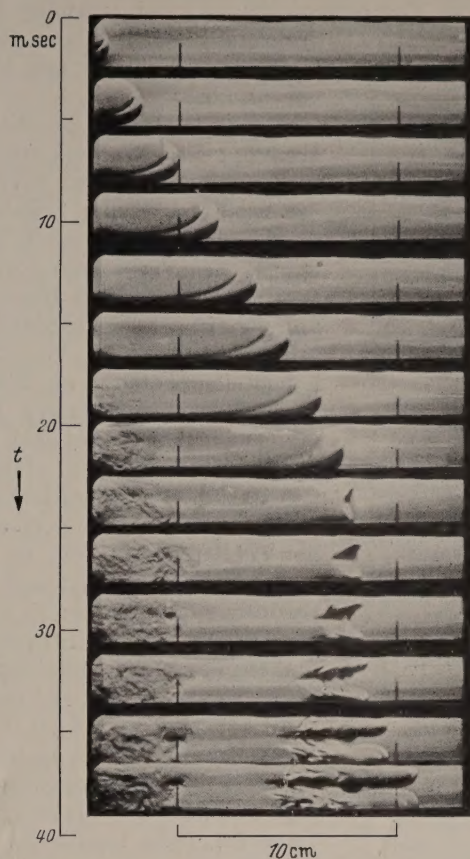


Abb. 5. Aufnahme der Verbrennung eines Propan-Luft-Gemisches im Fenster 1, bei welchem die Zündstelle gegenüber Abb. 4 etwa 5–6 cm weiter links liegt.

reine Vermutung, die zwar auf Grund der beobachteten Flammenbildung eine Wahrscheinlichkeit für sich hat, aber doch erst bewiesen werden muß.

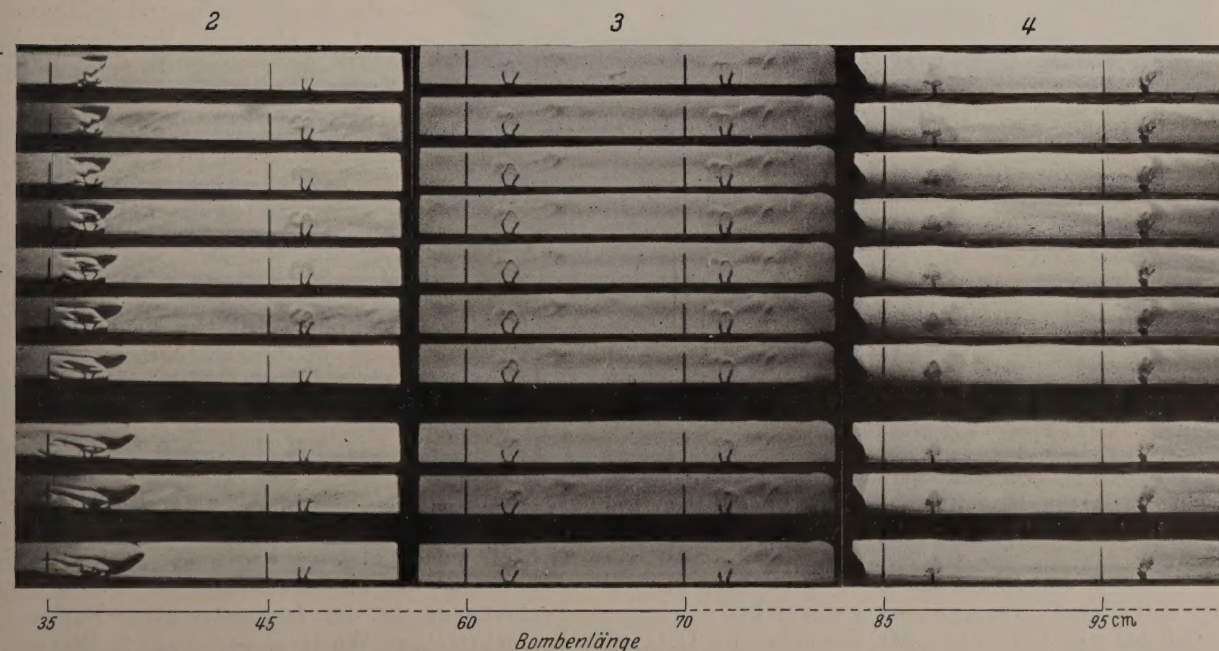


Abb. 6. Strömungsumkehr beim Stocken der Flamme.

4. Nachweis der Längsschwingungen im Gesamtvolumen des Unverbrannten.

Zur Entscheidung dieser Frage wurden an 8 Stellen die in den Verbrennungskanal hineinragenden Heizdrähte angebracht, deren Schaltung und Anordnung aus Abb. 2 hervorgeht.

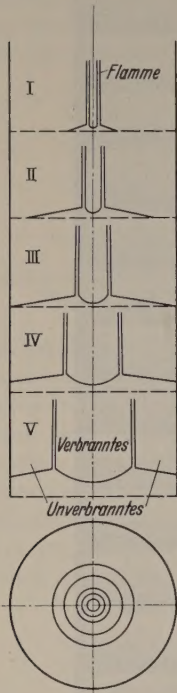


Abb. 7.5 Druckquer-schnitte in einer Kugelbombe, wobei die Flamme in jedem folgenden Bild um einen gewissen Betrag im Durchmesser gewachsen ist.
(Nach O. C. DE C. ELLIS.)

Durch das Pendel, das die Verbrennung und die Funkenbelichtung auslöst [7], wird kurz vor der Verbrennung der Schalter *S* geschlossen und kurz nach Beendigung der Verbrennung wieder geöffnet. Die dünnen Heizfäden kommen in der Zwischenzeit auf schwache Rotglut. Von ihnen heben sich Schlieren ab, die von der jeweils herrschenden Strömung nach rechts oder nach links mitgenommen werden. Hieraus läßt sich nicht nur der Richtungssinn, sondern aus dem Fortschritt der Schlieren von Bild zu Bild auch die Geschwindigkeit der Strömung abschätzen. In Abb. 6 ist die Stelle einer Strömungsumkehr besonders vergrößert gezeigt. Danach fällt jede Verzögerung der Flamme mit einer Verzögerung der Strömung im Unverbrannten beziehungsweise mit der Umkehr der Strömung im Unverbrannten zusammen, wobei die Auslenkung der Heizdrahtschlieren in der Nähe der

Flamme am größten ist und an den nach rechts gelegenen Heizdrähten mehr und mehr abnimmt. Die Verbrennung des Gemisches vom Luftverhältnis

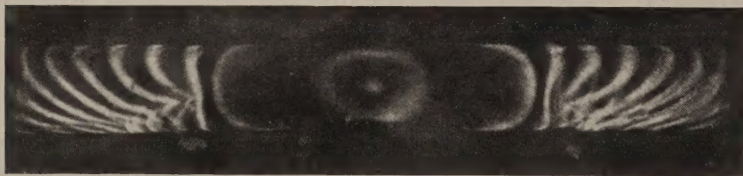


Abb. 8. Momentaufnahme im Eigenlicht einer Verbrennung $13\text{CO} + \text{O}_2$ in einem 32 cm langen Rohr von 4 cm \varnothing bei Zündung in der Mitte nach O. C. DE C. ELLIS.
Zeitlicher Abstand der Bilder 19,2 Millisek.

$\lambda = 0,6$ ließ allein im zweiten Fenster 4 Umkehrungen der Strömung erkennen. Die Verbrennung verläuft in dem mit Heizfäden versehenen Kanal etwas geändert

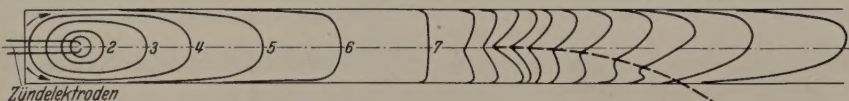


Abb. 9. Aus den Aufnahmen rekonstruierte Entwicklung der Flammenfront vom Beginn der Zündung ab.

gegenüber der Verbrennung im völlig glatten Kanal, insbesondere z. B. etwas schneller, da das Gemisch durch die Heizfäden vorgeheizt wird.

5. Entstehung der Längsschwingungen.

Zur Beantwortung dieser Frage müssen wir uns zunächst der Ergebnisse der Versuche von O. C. DE C. ELLIS [10] bedienen. Dieser untersuchte langsam

brennende Gemische aus CO und Luft in Verbrennungsräumen verschiedener Gestalt, um über die auftretenden Strömungen unter Berücksichtigung der Schwere des Auftriebs des Verbrannten, Wärmeübergangsstörungen usw. Aufschluß zu erhalten.

Zum Verständnis der Erscheinung mußte dabei die übliche Annahme des sofortigen völligen Druckausgleichs im Verbrennungsraum, der berechtigterweise schien, da die auftretenden Flammengeschwindigkeiten klein waren gegen die Schallgeschwindigkeit, fallen lassen werden. Vielmehr wird die Flammenfläche als Erzeugende eines Druckgradienten angesehen. Zeigt Abb. 7 das Druckprofil der Verbrennung in einer geschlossenen Kugelbombe bei Zündung in deren Mitte in fünf aufeinanderfolgenden Momentbildern (nach O. C. DE C. ELLIS). Sie sind folgendermaßen zu verstehen: Man denkt sich das gesamte Kugelvolumen in eine große Zahl Kugelschichten eingeteilt. Nun verbrennt eine der inneren Schichten gerade, wodurch sich der Druck in dieser Schicht erhöht. Während sich nach der Verbrennung dieser Schicht dehnt, drückt sie auf die benachbarte Außenschicht, die nun ihrerseits komprimiert wird. Diese wiederum drückt auf ihre nächstbenachbarte Außenschicht usw. Aber jede dieser Schichten drückt auf ihre Nachbarn weniger, als sie selbst gedrückt wird. Auf diese Weise entsteht ein nach außen gerichteter „Druckgradient“ (dessen gesamtes Druckgefälle in der Kugelbombe allerdings nur wenige mm Hg ergab). Das Druckfeld schreitet in Richtung auf die Wand fort und hat gleichzeitig eine Strömung dorthin zur Folge, während die Flammenfläche nur sehr viel langsamer wandert. Diese eben geschilderte Sachlage ist in den 5 Momentbildern der Abb. 7 gezeigt. (Auch nach innen bildet sich ein Druckgradient, jedoch mit anderem Verlauf als nach außen aus, der für unsere Betrachtungen aber weniger wichtig ist.)

In dem Augenblick, wo das Druckfeld die Wand erreicht, steigt dort der Druck, was man z. B. mit einem Seifenblasenmanometer leicht nachweisbar ist. Demgegenüber hat die Flamme vielleicht erst $1/5$ des Bombendurchmessers erreicht. Damit knüpft sich eine erste Verzögerung in der Flammenausbreitung, da von nun an das Gasdichte im Unverbrannten größer ist.

Als weitere Stütze der unten entwickelten Anschauung ist in Abb. 8 eine Momentaufnahme von DE ELLIS wiedergegeben, die jener in einer geschlossenen Bombe von 32 cm Länge und 4 cm Durchmesser von einem Gemisch $13\text{CO} + \text{O}_2$ in fünf aufeinanderfolgenden Momentbildern des zeitlichen Abstandes von 19,2 Millisekunden bei Zündung in der Mitte der Bombe dargestellt hat. Die Ähnlichkeit der Flammenfrontbildung mit der in der hier wiedergegebenen Aufnahme ist auffällig. Auch hier wird der anfänglich runde Flammenkopf abgeflacht, der eingeknickt; aus dem oberen Teil entwickelt sich ein neuer Flammenkopf. Die gleiche typische Ausbildung des Flammenkopfes für ein Stück Verbrennung in der langgestreckten Bombe zeigt in mehrfacher Wiederholung das 2. Fenster der Abb. 4.

Überträgt man die Anschauung des vor der Innenfront befindlichen Druckfeldes auf die Verformung in der langgestreckten Bombe (bei uns ≈ 45), so kann man unter gleichzeitiger Berücksichtigung der Abkühlung durch die Wände das Aufreten von Längsschwingungen aus dem Zusammenwirken beider Effekte zwanglos erklären.

Wir nehmen Bezug auf die Abb. 9, die aus den vorerwähnten Aufnahmen zur Zusammenfassung rekonstruiert wurde und verfolgen die Verbrennung vom Augenblick der Zündung am linken Teil der Bombe. Zunächst bildet sich um die Zündkerze eine kleine kugelförmige Brennfläche aus. Auch das Druckfeld bildet sich kugelförmig aus und berührt die Wände zuerst oben und unten sowie vorn und hinten (quadratischer Querschnitt), etwas später gelangt es an das linke geschlossene Ende der Bombe. Infolge des Druckgradienten und der Ausdehnung des Verbrennten (Verdrängung) setzt eine Strömung zunächst von allen Seiten ein, die aber bald in Richtung auf die Wände und nach links gestaut wird und sich dann nach rechts bewegt. Hierbei wird dem Frischgas ein Strömungsprofil aufgeprägt, das aus der Gestalt der Brennfläche einen langgestreckten „Flammenkopf“ erzeugt. (Man kann z. B. zeichnerisch feststellen, daß aus einer mit der normalen Brenngeschwindigkeit $v_n = 40$ cm/s fortschreitenden ebenen Innenfront, der man parabelförmiges Geschwindigkeitsprofil mit der mittleren Geschwindigkeit $\bar{v} = 10$ m/s aufprägt, innerhalb 2/100 sec ein langgestreckter Flammenkopf wird.) Gleichzeitig strömt das in der Ecke gedrückte Frischgas in Richtung der eingezeichneten Pfeile und verhindert somit für eine gewisse Zeit das Anlegen der Flammenfläche an die Wandung.

Solange die Flamme sich nicht an die Wände angelegt hat, bleibt auch das verbrannte Volumen gut von der Wärmeabgabe an die Wand durch die dazwischenliegende Gasschicht isoliert. (Abb. 9 Flammenfläche 4.) Erst eine zu einem späteren Zeitpunkt vorhandene Flammenfläche 5 zeigt, daß sie sich mit einem Teil ihrer Oberfläche angelegt hat. Noch stärker ist das bei der Flammenfläche 6 der Fall. Von hier wird die erste beobachtete Schwingung eingeleitet. Die Flammenfläche hat bis auf ihren vorderen Teil die Wandung völlig „benetzt“; der Wärmeübergang zur Wandung wächst sprunghaft an. Nach kurzer Zeit vergrößert sich außerdem die „benetzende“ Flammenfläche erheblich, so daß nur noch ein Bruchteil (Flamme 7) der ursprünglich großen energieerzeugenden Flammenfläche vorhanden ist. Die starke Zusammenziehung der Verbrennten Gase durch Abkühlung verringert oder überlagert nun die Verdrängung, welche durch die kleinräumige Flammenfläche sowieso verminderte Nachschub erhält. Ebenfalls geht die Erzeugung des Druckfeldes durch die geschrumpfte Flammenfläche zurück. Dadurch wird eine Verzögerung, mitunter sogar ein Zurückweichen des Fortschreitens der Flamme eingeleitet. Sie zeigt bei großer Ausgeprägtheit die Erscheinung die Form eines nach innen gekippten Leuchtkegels. (Z. B. in Abb. 4, Fenster 1 und 5). Mit dieser Einstülpung der Flamme ist aber das neuerliche Anwachsen der Oberfläche verbunden. Nach kurzer Zeit bilden sich zwei neue „Flammenköpfe“ aus, von denen der obere infolge des Auftriebes (Verdrängung der Schwerkraft) stark anwächst und einen

neuen nach vorn ausgebeulten, einzigen Flammenkopf wachsender Flächengröße bildet, während der untere mehr und mehr verkümmert. (Die mittlere Trennstelle rutscht auf einer gestrichelt gezeichneten „Wurfpapabel“ nach unten.) Es tritt der umgekehrte Vorgang wie vorher ein: die Verdrängung nimmt zu und die Abkühlung geht zurück, da die Flammenfläche nicht mehr an der Wandung anliegt; die sichtbare Flammengeschwindigkeit wächst wieder. Wie aus den Momentaufnahmen der Abb. 4 im Fenster 2 hervorgeht, nimmt der neue Flammenkopf wieder die Form einer so langgestreckten Flammenfläche an, wie in der Schemazeichnung der Abb. 9 nacheinander die Flammenflächen 3, 4, 5 und 6 und erleidet auch von neuem deren Schicksal, (wenn auch nicht in so ausgeprägter Form), d. h. der Vorgang: Abkühlung — Verkleinerung der Brennfläche — Rückströmung — Spaltung der Flammenfläche — neuer Flammenkopf vergrößerte Geschwindigkeit — wiederholt sich; es treten die beobachteten Schwingungen auf.

Die Schwingungen klingen nach übereinstimmenden Beobachtungen unter Verringerung ihrer Frequenz ab und verschwinden etwa in der Mitte der Bombe gänzlich. Die Erscheinung läßt sich nach folgender Überlegung erklären: Das Verhältnis des gerade innerhalb des stark ausgebauchten Flammenkopfes verbrannten Volumens, das sich nach Anlegen der Flamme an die Wand rasch abkühlt (sich also zusammenzieht) zum schon vorher verbrannten, bereits abgekühlten Volumen, wird mit fortschreitender Verbrennung immer kleiner; dabei wandert der Ort der raschen Abkühlung mit der Flamme. In dem Maße, wie sich nun die Flamme dem mittleren Teil der Bombe nähert, strömt auch aus dem Verbrannten (schon abgekühlten) Gas nach der „Kontraktionsstelle“ und schwächt dadurch die bislang überwiegende Einstömung aus dem Unverbrannten. Die Folge davon ist, daß die Einstülpung des „Flammenkopfes“ geringer wird, womit gleichzeitig der Unterschied zwischen kleinster und größter Flammenoberfläche abnimmt. Daher wird nicht nur das Verhältnis von gerade sich abkühlendem zum schon abgekühlten Verbrannten mit fortschreitender Verbrennung kleiner, sondern, auch absolut genommen, vermindert sich das unter dem ausgebauchten Flammenkopf gelegene, sich gerade abkühlende Volumen. Bei jeder neuen Verzögerung (Schwingung) der Flamme werden die Umstände für die nächstfolgende Schwingung ungünstiger sein als für die vorangegangenen. Die Schwingungen klingen also nach der Mitte der Bombe zu ab; die Flamme verliert ihre „Atmungs-fähigkeit“.

Die gegebene Vorstellung erklärt auch, daß die Schwingungen bei den langsamer brennenden Gemischen ausgeprägter sind als bei den schneller brennenden Gemischen. Die von der Flamme benötigte Zeit zum Zurücklegen einer bestimmten Strecke in der Bombe ist bei den langsamen Gemischen größer als bei den schnellen. Für die Abkühlung des soeben verbrannten, unter dem Flammenkopf gelegenen Volumens steht also bei den langsamer brennenden Gemischen mehr Zeit zur Verfügung und wird daher weiter fortgeschritten sein als bei einem schnelleren Gemisch. Die Abkühlung ist dann stärker, die Kontraktion größer und die Schwingungen daher ausgeprägter.

6. Wärmeisolierte Bombe.

Um den Einfluß zu erfassen, den evtl. die Wärmeleitfähigkeit des Materials der Wandungen des Verbrennungsgefäßes auf die Ausbildung der Schwingungen haben könnte, wurde — wie berichtet — die obere und untere Stahlwand der Bombe mit 1 mm dickem Plexiglas beklebt. Bei den hiermit ausgeführten Versuchen wurde eine nur geringfügige Änderung im Verbrennungsablauf insofern festgestellt, als die erste Verzögerung etwa 1 cm vorher eintrat als bei den Verbrennungen ohne Plexiglaseinlage.

Wenn das verringerte Wärmeleitvermögen der Wandung Einfluß auf den Verbrennungsablauf haben würde, dann nur in dem Sinne, daß das erste Stocken der Flamme in einer von dem Zündpunkt weiter entfernten Stelle stattfinden müßte. Das ist nicht der Fall; das Wärmeleitvermögen ist ohne Einfluß auf den Verbrennungsablauf bzw. auf die Schwingungsentstehung. Die Erklärung für dieses Verhalten ist dieselbe wie dafür, daß der (kleinste) Grenzdurchmesser, bei welchem sich eine Gasflamme durch ein Rohr fortpflanzt, unabhängig von dem Rohrmaterial ist. Wärmekapazität ebenso wie die Wärmeleitfähigkeit des Wandmaterials sind immer außerordentlich groß gegen die des Gases; d. h. die gesamte Wärmemenge kann sofort und restlos abgeführt werden, ohne daß eine merkliche Erwärmung der Wand eintritt ([11] u. JOST S. 100).

Andererseits ist die Länge L vom Zündpunkt bis zur Stelle der ersten Verzögerung im Verhältnis zum Durchmesser d des Rohres, also der Wert L/d , im wesentlichen von 3 anderen Faktoren abhängig, nämlich:

1. vom Verhältnis Querschnitt zu Umfang F/U des Rohres,
2. von der Strömungsgeschwindigkeit (*Re*-Zahl),
3. von der Gemischkonzentration.

Bei O. C. DE C. ELLIS beträgt der Wert L/d etwa 2 für $d = 4$ cm Kreisdurchmesser. In der vorliegenden Arbeit ist L/d_H etwa 6,7 bei quadratischem Querschnitt der Kantenlänge $d = 2,4$ cm.

Bei den Verbrennungen der Propan-Luft-Gemische liegen die Werte für die sichtbare Flammengeschwindigkeit maximal bei etwa 12 m/s. Die REYNOLDSschen Zahlen hierfür für die Bombe betragen bis zu 15×10^3 . Das sind Werte, die bei einer stationären

Strömung längst zu normaler Rohrturbulenz geführt hätten. Bei den hier vorliegenden Anlaufvorgängen kommt es hierzu aber nicht [6]. Am Fenster I herrscht bis zur ersten Verzögerungsstelle der Flammfront sichtlich laminare Strömung; daran schließt sich ein Gebiet der Schwingungen mit dem beschriebenen Wechsel der Gestalt der Flammenfläche, die hin- und wieder stöörungsweise mit sekundären groben Flammenkugeln begleitet sein können (vgl. Abb. 4). Von der Mitte der Bombe etwa — ist wieder ein glatter Flammenkopf mit schwacher, durch den Strömungsdruck verursachter Schrägleitung vorhanden. Die Verbrennung aller Propan-Luft-Gemische verläuft in der vorliegenden geschlossenen Bombe ohne Auftreten normaler Rohrturbulenz.

Zusammenfassung.

Die von verschiedener Seite festgestellten in geschlossenen Verbrennungsbomben auftretenden fänglichen Schwingungen werden funkenkinematographisch durch Herstellung von Momentschließbildern untersucht. Mit Hilfe von an 8 Stellen im Raum erzeugten zusätzlichen Wärmeschlieren wird jeder Schwingung eine Umkehr der Strömungsrichtung im gesamten Gasraum nachgewiesen. Auf Grund genau verfolgbarer sich wiederholenden Wandel der Gestalt der Flammenfläche können die Schwingungen einfach als ein nach der Mitte der Bombe zu abklingendes Wechselspiel zwischen wachsender Flammenfläche und verstärkter Abkühlung beim Anlegen der großen Flammenfläche an die Wand angesehen werden.

Literatur. [1] NIELSEN, H.: *Forsch.* 4, 300 (1933). [2] GUDERLEY, G.: *Z. angew. Math. Mech.* 18, 285 (1933). [3] STEINICKE, H.: Gasbewegung und Turbulenz bei Explosionen in einer langgestreckten Bombe: Dissert. Braunschweig 1942, D 84. — [4] JOST, W.: *Explosions-Verbrennungsvorgänge in Gasen.* J. Springer 1939. S. 1 bis 142. — [5] LEWIS, B. u. G. v. ELBE: *J. chem. Phys.* 2, 283 (1934). — [6] NEUBERT, U.: *Naturwiss.* 31, 490 (1944). [7] NEUBERT, U.: *Z. techn. Physik* 24, 179 (1943). [8] EHRET, L., U. NEUBERT u. H. HAHNEMANN: *Z. angew. Physik* 4, 126 (1952). — [9] TOEPLER, A.: *Ann. Phys.* 556 (1866); *Oswalds Klassiker* Nr. 157. — [10] C. E. O. C. DE: *Part I Fuel* 7, 195 (1928); *Part VI Fuel* 7, 195 (1928). — [11] BONE, W. A.: *Flame and Combustion Gases.* London 1927. — [12] SCHMIDT, E., H. STEINICKE u. NEUBERT: Aufnahmen der Verbrennung von Gasgemischen in Rohren mit dem Eigenlicht der Flamme und Schlierenbeleuchtung. *VDJ-Forschungsheft* 431, B 17 (1951).

Dr. ULRICH NEUBERT, Braunschweig, Saarstraße 10.

Über den Einfluß starker Schallwellen auf fortschreitende Gasflammen in Rohren.

Von L. EHRET, U. NEUBERT und H. HAHNEMANN.

Mit 11 Textabbildungen.

(Eingegangen am 25. Oktober 1951.)

I. Einleitung.

Im Motorzylinder befindet sich während der Verbrennung das brennbare Gemisch in stark turbulenter Bewegung. Das Gemisch ist weiterhin den Wirkungen von Schallwellen schwankender Amplitude ausgesetzt, die einerseits von Schwingungen und Stößen in den Ansaug- und Auspuffleitungen herrühren, andererseits beim Klopfen des Motors im Zylinder selbst entstehen. Diesen beiden Umständen werden die bei motorischer Verbrennung auftretenden hohen Flammengeschwindigkeiten zugeschrieben, die

den Betrieb der heute üblichen schnellumlaufenden Flugmotoren erst ermöglichen. Von verschiedenen Seiten unter Ausschaltung der erwähnten Schwingungen an einfach gestalteten Verbrennungsräumen sogenannten Bomben, durchgeführte Versuche, H. STEINECKE in seiner Arbeit [1] zusammengefaßt, ergaben stets nur relativ geringe Flammengeschwindigkeiten und konnten somit das Problem der motorischen Verbrennung nicht klären.

Daher scheint es angebracht, die Veränderungen kennen zu lernen, welche die Einwirkung sta-

allwellen auf bekannte Verbrennungen gegenüber dem normalen Ablauf hervorruft. Für den Fall stationär aus einer Düse brennenden Flamme (Menschenbrennermethode) wurde von HAHNEMANN und EHRET [2] festgestellt, daß der Schall neben einer geringen Erhöhung der Flammengeschwindigkeit die Gasströmung und damit die Brennzzone in der Umgebung der Flamme grundlegend verändert. Die Strahlform des aus der Düse strömenden Gasgemisches wird durch das Schallfeld in eine quasi-stationäre Potentialströmung übergeführt.

Die nachfolgend beschriebenen Untersuchungen zielen auf die Klärung des Einflusses, den der Schall auf die nichtstationär brennende Flamme in langgestreckten Verbrennungsbomben ausübt. Hierbei geht es — wie vorausgeschickt sein möge — im Gegensatz zu oben sogar eine Verminderung der Flammengeschwindigkeit mit ebenfalls grundlegender Veränderung der Gestalt der Flammenfläche gegenüber der stationären Verbrennung festgestellt. Während frühere Versuche zwar wertvolle Einblicke in den physikalischen Mechanismus der Verbrennung unter Schalleinwirkung eröffnen, liefern sie keinen unmittelbaren Beitrag zur Deutung der Vorgänge, die zu den hohen Flammengeschwindigkeiten im Motor führen.

Die von MALLARD und LE CHATELIER [3] eingeführte Methode der photographischen Registrierung des Fortschreitens einer Flamme in unbekannten Gasen hat sich in der Folgezeit als sehr wirksam erwiesen und zahlreiche Arbeiten über diesen Gegenstand ermöglicht [4], [1]. Ein großer Teil von ihnen befaßt sich mit der Untersuchung der Verbrennung in langgestreckten Bomben, wobei der Nachteil und deshalb auch am besten geklärte Fall der Verbrennung in der offenen Bombe mit Zündung am offenen Ende ist. Bei dieser Methode wird der Verbrennungsraum durch ein Objektiv auf einem mit konstanter Geschwindigkeit bewegten und auf einer umlaufenden Trommel befestigten Film abgebildet. Die durch den Verbrennungsraum laufende Flamme wird durch ihr Eigenlicht als auf dem Film verlaufende Lichtspur sichtbar, deren Neigung die Flammengeschwindigkeit an jeder Stelle proportional ist. Das Verfahren versagt aber bei brennenden Gasgemischen wegen der zu geringen Leuchtdichte der Flamme und hat vor allem den Nachteil, daß man mit ihm keine Auskunft über die Gestalt der Verbrennungsfläche während der Verbrennung erhält. Die hierzu erforderlichen Momentaufnahmen des Eigenlichtes der Flamme sind jedoch meist nur unklare Bilder und werden durch die sehr schnellen Verbrennungen wegen der Unmöglichkeit der Momentverschlüsse unmöglich. Gerade die Ermittlung der Form der Flammenfläche und ihrer Änderungen kann für ein Verständnis der Flammengeschwindigkeit von wesentlichem Nutzen sein; insbesondere kann hieraus ein Einblick in die Gasströmungen in der Umgebung der Flammenfront erwartet werden. Denn die Gasströmungen bestimmen im Verein mit den chemischen Vorgängen und dem Wärmeaustausch den Verlauf der Verbrennung in der Bombe.

Aus diesem Grunde wurde die Verbrennungsbombe mit einer Funkenbelichtungsanlage, die einer von uns [5] entwickelt hatte, nach dem TOEPLERschen Schlierenverfahren [6] durchleuchtet, und das

Fortschreiten der Flamme während einer Verbrennung durch Herstellung einer hohen Zahl von Momentbildern aufgenommen.

II. Versuchseinrichtung und Versuchsdurchführung.

Gemischherstellung.

Die Versuche wurden mit Gasgemischen aus Luft und technischem Propan durchgeführt. Bei einigen von ihnen war zur Erzielung einer größeren Flammengeschwindigkeit das Gasgemisch mit Sauerstoff angereichert.

In ein Mischgefäß von 20 Liter Inhalt, welches vor jeder Neufüllung mit Luft gut durchgespült war, wurde aus einer handelsüblichen Gasflasche Propan bis auf einen der gewünschten Gemischzusammensetzung entsprechenden Teildruck eingelassen, und hernach Preßluft aus einer Stahlflasche bis auf einen Enddruck von 10 atü nachgefüllt. Nach mehrstündigem, für gute Durchmischung erforderlichem Warten, wobei der Mischvorgang durch einseitiges Anstrahlen des Mischgefäßes mit einem elektrischen Heizofen unterstützt wurde, war das Gemisch zur Füllung des Verbrennungsraumes fertig. Der Inhalt des Mischgefäßes reichte für etwa 40 Füllungen des Verbrennungsraumes aus.

Verbrennungsräume.

Die Mehrzahl der Versuche wurde mit einer langgestreckten, horizontal gelagerten Bombe aus Stahl von 108 cm Länge und $2,4 \times 2,4$ cm² innerem Querschnitt ausgeführt. Zur Durchsicht und für den Strahlengang der optischen Anlage waren in zwei gegenüberliegenden Längswänden, wie in Abb. 1 angedeutet ist, je 4 Beobachtungsfenster von 23 cm Länge, 2,4 cm Höhe und 15 mm Dicke aus planparallelem, schlierenfreiem Borkronglas (BK 7 der Firma Schott & Gen.) so eingebaut, daß durch sie keine Veränderung des Querschnittes des Verbrennungskanals eintrat. Die Bombe konnte beiderseits durch Flansche geschlossen werden. Die Zündung des Gemisches erfolgte elektrisch mittels einer Zündkerze, die wahlweise an jedem Ende der Bombe angebracht werden konnte. Somit war eine Reihe von Verbrennungsarten möglich, von denen folgende benutzt wurden:

Beidseitig geschlossene Bombe mit Zündung an einem Ende;

Einseitig (links) offene Bombe mit Zündung am linken (offenen) Ende;

Einseitig (links) offene Bombe mit Zündung am rechten (geschlossenen) Ende.

Neben dieser Stahlbombe mit quadratischem Verbrennungskanal wurde zu ergänzenden Versuchen ein 370 cm langes Glasrohr von gleichgroßer, aber kreisförmiger Querschnittsfläche benutzt und hierin das Fortschreiten der Flamme mit einer Schmalfilmkamera von SIEMENS bei 8 und bei 64 Hz Bildwechselfrequenz gefilmt, wobei die Zeiten bis zum Erlöschen der Flamme mit einer Stoppuhr gemessen wurden.

Funckenkinematographische Schlierenoptik.

Der elektrische Teil dieser Anlage ist an anderer Stelle [5], [10] ausführlich beschrieben worden, so daß hier ein Hinweis auf die optische Anordnung an Hand

der Abb. 1 genügt. An der Stelle L entsteht eine Funkenserie von etwa 70—90 Funken. Die Funkenfolge kann so geregelt werden, daß mit ihr ein Bildwechselbereich von 200—24 000 Bildern in der Sekunde überdeckt wird. Je nach der zu erwartenden Flammengeschwindigkeit und der Gesamtdauer der

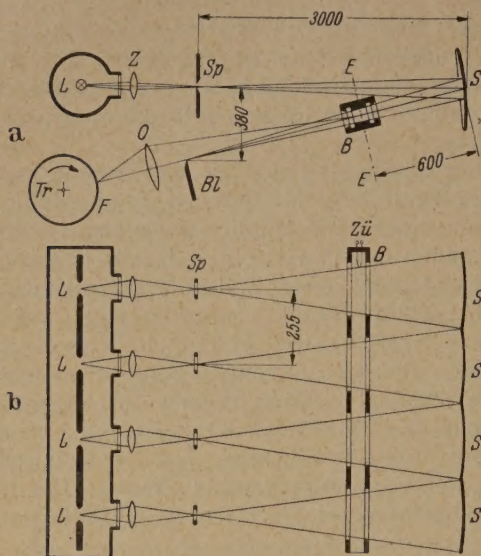


Abb. 1. Schema der räumlich-optischen Anordnung, a Ansicht von der Seite, b Ansicht von oben.

- L Lichtquellen (Funken),
- Z Zwischenlinse,
- Sp Spalt zur scharfkantigen Begrenzung der Lichtquelle,
- S Hohlspiegel,
- B Verbrennungsbombe,
- $E-E$ Mittelebene des Verbrennungskanals,
- Bl Schlierenblenden,
- O Objektive,
- Tr Rotierende Filmtrömmeln,
- F Aufgespannter Film,
- $Zü$ Zündung (Die Zündung erfolgt in dieser gezeichneten Form am geschlossenen Ende der auf der anderen Seite offenen Bombe).

Verbrennung kann die Bildwechselzahl so eingestellt werden, daß die verfügbaren 70—90 Funken alle verwertbare Bilder liefern.

Die Funken an der Stelle L (Abb. 1a) werden durch eine Zwischenlinse Z auf einem Spalt Sp vergrößert abgebildet und hier scharfkantig begrenzt.

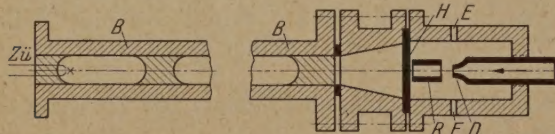


Abb. 2. Schema des Schallerzeugers mit angebauter Verbrennungsbombe beider die Zündung am offenen Ende erfolgt.

- B Verbrennungsbombe,
- $Zü$ Zündstelle,
- H Membran,
- R Resonator,
- D Preßluftdüse,
- E Löcher zum Entweichen der Luft.

Der so intermittierend leuchtende Spalt wird mittels eines Hohlspiegels S von 230 mm Durchmesser durch das entsprechende Fensterpaar der sich senkrecht zur Zeichenebene erstreckenden Verbrennungsbombe B hindurch auf der Schlierenblende Bl abgebildet. Der Hohlspiegel S ist so bemessen und justiert, daß das Fensterpaar gleichmäßig durchleuchtet wird. Die Blende Bl ist in den Strahlengang des von der Funkenstrecke ausgehenden Lichtes soweit eingeschoben, daß nur wenig Licht an ihr vorbei auf den Film F (Normalfilm, 35 mm breit), der auf der rotierenden Trommel Tr von 20 cm Durchmesser aufliegt, ge-

langen kann. Das Bild, das mittels des Objektivs von der Mittelebene $E-E$ des Verbrennungskanals auf dem Film F entworfen wird, erscheint deshalb solange keine Verbrennung stattfindet, im Halbtreten aber infolge der durch den Verbrennungskanal laufenden Flamme in ihm starke Dichteänderungen auf, so wird das Licht der in Abb. 1a skizzierten Anordnung nach oben oder unten abgelenkt, und gelangt an der Blende mehr oder weniger Licht als vorher. Die vom Objektiv O entworfene Abbildung zeigt dann an der Stelle, wo sich das Bild der Flamme befindet, gegenüber dem Halbtönen ihrer Umgebung Aufhellungen und Verdunklungen, wobei einmal gewählte Einstellung der Blende Bl den Helligkeitswert eines Bildpunktes eine ganz bestimmte Dichte im zugehörigen Dingpunkt der Schlierenebene $E-E$ zuordnet. In der entstehenden optischen Abbildung bedeuten also Gebiete gleicher Schwärze bzw. gleicher Helligkeit Gebiete gleicher Dichte der Dingebene. Auf diese Weise bildet sich eine Brennzonenzone in ganz eigentümlicher Weise ab; es entstehen *Schlieren*. Die beschriebene Anordnung für eines der vier Beobachtungsfensterpaare wiederholt sich für die drei anderen, wie es deutungsweise Abb. 1b in der Aufsicht zeigt. Die vier dazugehörigen Funkenstrecken sind in Reihe geschaltet; die vier Filmtrömmeln besitzen eine gemeinsame Drehachse. Funkenfrequenz und Tourenzahl der Trommelachse bestimmen das hohe Auflösungsvermögen der Versuchsanordnung für die ablaufende Verbrennung. Beide Größen müssen richtig auf die Verbrennungsdauer und aufeinander abgestimmt sein. Die Aufnahmen, die wir in der Folge bringen, zeigen, welche plastischen Eindrücke man dabei von den Formen der Flammenfläche gewinnt.

Schallquelle.

Für die Beschallung des Verbrennungskanals wird wie Abb. 2 zeigt, an seinem rechten Ende ein aerodynamischer Plattenschwinger [7] zur Erzeugung eines Schallfeldes von etwa 5 kHz und regelbarer Amplitude von 0—0,6 mm angeflanscht, dessen Wirkungsweise kurz beschrieben sei. Aus einer Luftröhre (10 mm Enddurchmesser) strömt Preßluft mit einem kritischen Druckverhältnis aus und bildet einen Schallstrahl, in dem sich stationäre Gebiete mit hoher schall- und Überschallgeschwindigkeit abwechselnd aneinanderreihen. Daher verläuft längs der Strahlachse der Pitot-Druck (statischer Druck plus Staudruck) wellenförmig. Diesem Preßluftstrahl wird als Resonator wirkendes Zylinderchen R (10 mm lichte Weite, 14,2 mm Länge) so entgegengestellt, daß seine Mündung in ein Gebiet in Stromrichtung ansteigenden Druckes zu liegen kommt. Dadurch wird die vorher stationäre Strömung instationär. Im Resonator entstehen die sogenannten HARTMANschen Schwingungen, deren Frequenz im wesentlichen durch seine Abmessungen gegeben ist und bei etwa 5 kHz betrug. Bei dem „aerodynamischen Plattenschwinger“ wird der Boden des Resonators durch eine auf die Eigenfrequenz der HARTMANschen Schwingungen abgestimmte und fest eingespannte Membran M (aus Elektron von 1,8 mm Dicke und 60 mm Durchmesser) ersetzt. Auf diese wirken nunmehr als anregende Kraft die am Boden des Resonators entstehenden Druckschwankungen.

bei günstiger Abstimmung mehrere Atmosphären tragen können. Die Resonatorschwingungen regte die Membran zu Schwingungen an, die mittels des trichterförmigen Übergangsstückes in den Verneinungskanal gestrahlt wurden und dort das brennbare Gemisch in Längsschwingungen mit einer Frequenz von 5 kHz versetzten. Durch Verändern des des Preßluftstrahl erzeugenden Kesseldruckes und des Abstandes zwischen Resonator R und Preßluftkammer D konnte die Amplitude der Membranschwingungen von 0 bis etwa 0,6 mm geregelt werden. Sie wurde elektrisch mittels Kapazitätsänderung gegen eine feste Elektrode gemessen [2]. Die Membran M schloß gleichzeitig den Verbrennungsraum von dem um das die Schwingungen veranlassenden Luftgemisch, der durch sechs radiale Bohrungen E ins Innere entweichen kann.

Versuchsdurchführung.

Die Hauptversuche wurden mit der vierfenstrigen Verbrennungsbombe und der funkenkinematographischen Schlierenoptik im verdunkelten Zimmer und im Inneren der offenen Bombe folgendermaßen durchgeführt: Zuerst wurde der Verbrennungsraum, dessen geschlossenes Ende die Membran des Plattenschwingers bildete, mit dem brennbaren Gemisch gefüllt, und das offene Ende mit einem Blatt Papier abgedeckt. Gleichzeitig wurde die Hochspannungsanlage zur Erzeugung der Funkenserie und hierauf die Schallapparatur, deren 5 kHz-Ton subjektiv zur Unerträglichkeit gesteigert werden konnte, in Gang gesetzt. Nachdem die gewünschte Drehzahl der Filmtrommeln mit dem Tachometer und die Schallintensität nach dem in der zitierten Arbeit [2] beschriebenen Amplitudenmesser eingestellt war, wurde nach Entfernen des Papierblattes durch Beugen eines Schaltpendels sowohl die Funkenserie als auch nach einer kurzen, einstellbaren Zeit auch die Zündung des Gemisches ausgelöst. Zum Vergleich der beschallten Verbrennung wurde vor oder nach dieser eine Verbrennung des gleichen Gemisches ohne Beschallung ausgeführt.

Von den denkbar möglichen Versuchen an der Verbrennungsbombe wurden in chronologischer Reihenfolge ausprobiert:

Verbrennung in der beiderseits geschlossenen Verbrennungsbombe mit:

Zündung am linken Ende, Schallquelle am rechten Ende,

Zündung am rechten Ende, Schallquelle am rechten Ende.

Verbrennung in der einerseits (links) offenen Verbrennungsbombe mit:

Zündung am linken Ende, Schallquelle am rechten Ende.

Die Versuche mit dem 370 cm langen Glasrohr entsprechen dem letzten Schema, d. h. am linken Ende wurde gezündet, während das rechte Ende durch die schwingende Membran verschlossen wurde.

Bei den Verbrennungen wurde versucht, außer dem Fortschreiten der Flammenfront auch die von der vermuteten Gasbewegungen im Unverbrannten festzustellen. Hierzu waren an 8 Stellen im Verneinungskanal — senkrecht in ihn hineinragend — elektrisch geheizte Glühdrähte eingebaut, von denen

sich Wärmeschlieren abhoben und von der Strömung mitgenommen wurden¹. Bei sehr geringen Strömungsgeschwindigkeiten (bis zu etwa 10 cm/sec) lieferte dieses Verfahren insofern ungenügende Ergebnisse, als die Wärmeschlieren ähnlich einer schwach angeblasenen Rauchfahne sich zwar nach einer Seite neigten, aber sich nicht als einzelne Wölkchen vom Heizdraht abhoben, so daß die Geschwindigkeit nicht abgeschätzt werden konnte. Wir sind dann zu einem Verfahren übergegangen, das wir als *Dampfdrähtmethode* bezeichneten. Die Heizdrähte wurden hierbei mit etwas Knochenöl bestrichen. Beim Erhitzen der Drähte durch den elektrischen Strom stieg dann von jedem der Drähte ein oder mehrere kleine Dampf wölkchen auf, aus deren weiteres Schicksal auf den Strömungszustand geschlossen werden konnte. Diese Methode erwies sich empfindlicher als die reine Heizdrahtmethode. Die Bewegung der Schlieren im Unverbrannten wurde zusammen mit der Flammenbewegung funkenkinematographisch aufgenommen, und damit die Strömung im Unverbrannten erfaßt.

III. Meßergebnisse.

1. Einfluß des Schalls auf die Flammenform.

Entsprechend den in der zitierten Arbeit [2] beschriebenen Ergebnissen erwarteten wir, daß das Schallfeld auch bei Verbrennungen in Bomben die Form der Flammenfront grundlegend verändern würde. Die Abb. 3 und 4 zeigen das unterschiedliche Verhalten einer unbeschallten und einer beschallten Verbrennung für den Fall der beiderseits geschlossenen Bombe. Alle folgenden Bilder von Verbrennungen zeigen nur Ausschnitte aus der jeweiligen Gesamtverbrennung, da wir uns deren vollständige Wiedergabe leider aus Platzmangel versagen müssen. Die einzelnen, untereinander geklebten Teilbilder stellen ausgewählte, aufeinanderfolgende Momentbilder dar. Die Zeit zwischen je zwei auf-

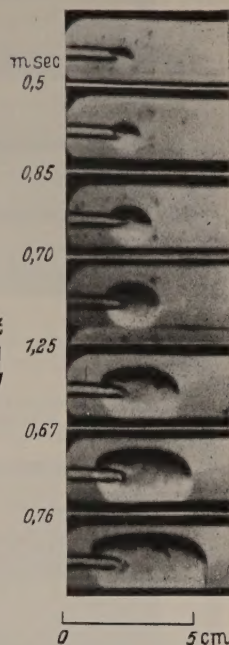


Abb. 3. Beginn einer Propan-Luft-Verbrennung ($\lambda = 0,5$) in der geschlossenen Bombe ohne Schall.

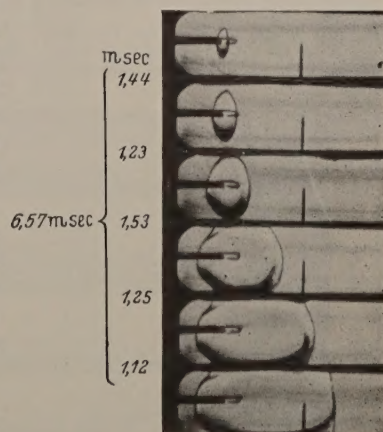


Abb. 4. Beginn einer Propan-Luft-Verbrennung ($\lambda = 0,9$) in der geschlossenen Bombe unter Einwirkung von Schall. Die Entfernung zwischen den beiden Strichmarken entspricht einer Strecke von 10 cm in natürlicher Größe. Der waagerechte Schatten mit der kleinen Öse am linken Bildrand ist die Zündkerze.

¹ Über dieses Verfahren wird der eine von uns an dieser Stelle ausführlich berichten.

einander folgenden Teilbildern ist an der linken Seite zwischen ihnen angeschrieben.

In Abb. 3 ist der Beginn einer unbeschallten Verbrennung eines Gemisches mit $\lambda = 0,5$ in der ge-

schwingenden Membran (Frequenz 5 kHz) bei hierbei $f_0 = 0,26$ mm, das entspricht einer mittleren Schallintensität von etwa 1,4 Watt/cm² im Verbrennungskanal.

Der Unterschied zwischen den beiden Verbrennungen ist auffallend genug. Im ersten Bild breitet sich die Verbrennung kugelförmig aus, bis die Flamme etwa die Bombenwand erreicht hat, schreitet dann unter Bildung eines einem Parabol ähnlichen Flammenkopfes weiter. Bei allen bisher aufgenommenen Bildern von Verbrennungen in längsgestreckten Bomben ohne von außen her aufgebrachte Schwingungen wurde stets dieser Verlauf der Verbrennung erhalten. Die Flamme scheint bei dieser Art von Verbrennung, auch wenn ihre Brennfläche durch irgendwelche Störungen zeitweise zerklüftet wird, immer wieder dieser „Flammenkopfform“ einer „stabiler Form“ ihrer Verbrennung zuzustreben. Obwohl die Form eines solchen Flammenkopfes physikalisch wohl erscheint, so sind die Vorgänge, die dazu führen, gar nicht so einfach verständlich (vgl. W. JOST, Z. S. 89—119).

Die beschallte Flamme hat, wie Abb. 4 zeigt, bevor sie an die Wand gelangt, zunächst die Gestalt einer von links und rechts her zusammengequetschten Kugel, die unter Verflachung ihrer Vorderfläche sich nach rechts in das Gemisch hinein ausbreitet. Abb. 5 zeigt die gleiche Flammenfront in einem späteren Zeitpunkte, wobei ihre Gestalt, allen bisherigen Ergebnissen entgegen, fast die Form einer zur Bombenachse senkrechten Ebene angenommen hat. Aus zahlreichen Aufnahmen und Beobachtungen folgt, daß die Gestalt der Brennfläche sich um so mehr einer Ebene nähert, bzw. die sichtbare Flammgeschwindigkeit um so mehr abnimmt, je stärker die Schallintensität, je geringer die normale Verbrennungsgeschwindigkeit v_n ist (v_n = Geschwindigkeit mit der eine ebene Flammenfront senkrecht zu sich selbst und relativ zum Gasgemisch fortschreitet), je mehr sich die Flammenfront der Schallquelle nähert. Fast — im mathematischen Sinne — ebene Brennflächen zeigen die Aufnahmen in Abb. 6 (Luftverhältnis $\lambda = 1,0$; Membranamplitude: $f_0 = 0,17$ mm, dem Abstand der beiden Strichmarken, die bis zur halben Höhe des Fensters reichen, entsprechen 10 cm in natürlicher Größe; die erste linke Strichmarke ist 10 cm vom linken Bombenende entfernt).

Stehende Wellen.

In dem geschlossenen Verbrennungsgefäß kann sich ein System stehender Schallwellen ausbilden, das auf den Einzelaufnahmen in Abb. 7 gut erkennbar ist. Die Flamme ist hier fast an der ganzen Länge des gezeigten Fensters vorbeigelaufen. Hinter der Flamme befinden sich kleine Gasballen recht unregelmäßiger Dichte, deren Bildung durch eine Art Rückwirkung des Schalles begünstigt werden kann. Sie ordnen sich in bestimmten Gruppen an, die als Schlieren sichtbar werden. Aus deren Zusammenballungen in regelmäßigen Abständen von etwa 3 cm, wenn man mit der halben Wellenlänge des Schallfeldes übereinstimmen, können Knotenpunkte der stehenden Wellen vermutet werden. In Abb. 7 sind Schlieren in den ersten 3 Knoten bereits deutlich ausgebildet, während sie im vierten gerade zu stehen.

schlossenen Bombe zu sehen. Dabei bedeutet λ das Luftverhältnis, d. h. das Verhältnis aus vorhandener Luftmenge zur theoretisch benötigten Luftmenge.

Abb. 4 zeigt unter den gleichen Bedingungen die beschallte Verbrennung nahe der Zündkerze für ein Luftverhältnis mit $\lambda = 0,9$. Die Amplitude der

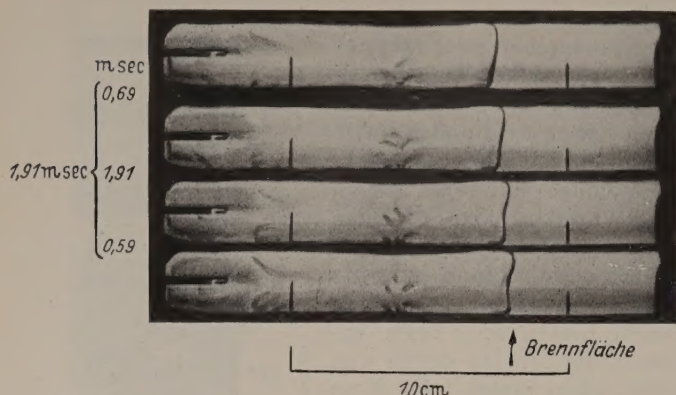


Abb. 5. Flamme der beschallten Verbrennung (von Abb. 4.) in einem zeitlich weiterfortgeschrittenen Stadium.

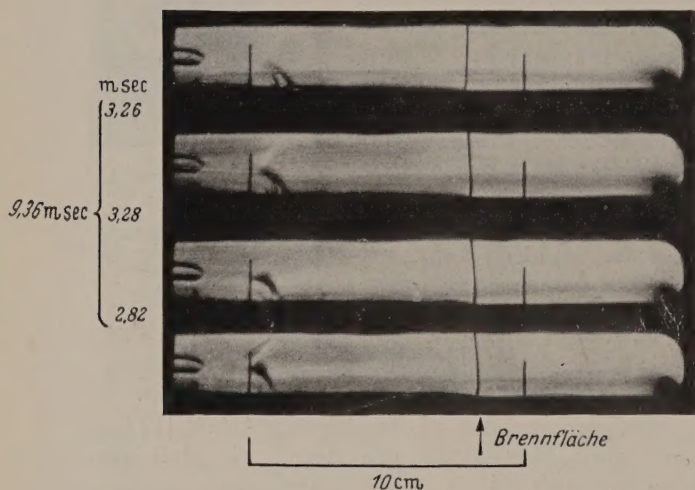


Abb. 6. Endgültige Form der Flamme bei mit genügender Intensität beschallter Verbrennung. Die Flamme bildet eine zur Fortschreitungsrichtung senkrechte Brennfläche.

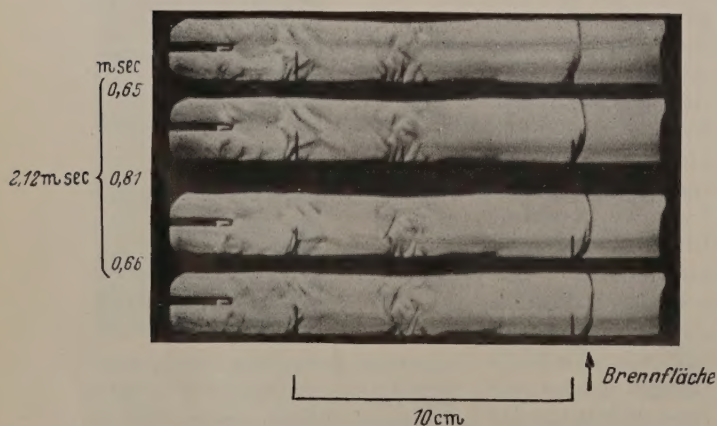


Abb. 7. Anordnung stehender Wellen in der geschlossenen Bombe, die sich hinter der Flammenfläche im Verbrannten ausbilden.

Erlöschen der Flamme.

ine weitere auffallende Erscheinung ist die Tat-
e, daß genügend starker Schall die Flamme zum
schen bringt, wie dies z. B. in Abb. 8 zu sehen ist.
nglich ist die Flammenfront noch deutlich über
ganzen Querschnitt zu erkennen, allmählich er-

Zahlentafel 1.

Membran- amplitude <i>f</i> [mm]	Flammen- weg <i>s</i> [cm]	Laufzeit <i>t</i> [sec]	mittlere sichtbare Flammen- geschwindigkeit $v_s = s/t$ [cm/s]
0	371	4,2	88,4
0	371	4,2	88,4
10,5	371	8,5	43,7
14,4	340	7,1	47,9
17,2	303	6,2	48,9
22,2	280	5,7	49,1
25,3	268	6,2	43,2
27,2	266	6,7	39,7
28,3	261	6,5	40,2
0	371	4,2	88,4
0	371	4,3	86,3
13,45	371	8,1	45,7
6,9	371	6,6	56,2
18,0	371	9,1	40,8

des Schallfeldes auf die sichtbare mittlere Flammengeschwindigkeit
Verbrennung eines Propan-Luftgemisches in einem Rohr von kreis-
förmigen Querschnitt.

Luftverhältnis: $\lambda = 0,9$,
Rohrlänge: $L = 371$ cm
Rohrdurchmesser: $d = 2,6$ cm
Schallfrequenz: $\nu = 5000$ Hz.

t jedoch die Flamme vom Rande her, wobei sie
Fortstreiterichtung umkehrt, und dann völlig
schwindet. Diese Erscheinung ist gut reproduzier-
und zwar liegt der „Löschpunkt“ bei gleichem
sch und gleicher Schallintensität immer an der
nen Stelle. Bei den Versuchen mit dem 370 cm
en Glasrohr konnte das Erlöschen der Flamme
visuell gut beobachtet werden. Zunächst ver-
amte sich die Geschwindigkeit, schließlich
die ebene Flammenfront ganz stehen, wobei
hr Durchmesser (kreisförmiger Querschnitt von
m²) ständig bis auf 8 mm \varnothing verkleinerte, und
euchterscheinung dann ruckartig verschwand.
Wir schreiben das Erlöschen der Flamme eben-
der Rührwirkung des Schalles zu, indem Teil-
aus dem Verbrannten hinter der Flammenfront
h sie hindurch auf ihre Vorderseite ins Unver-
nte hineingerührt werden und dadurch die
ankonzentration im Frischgas herabsetzen. Wenn
ere unter das für die Aufrechterhaltung der Ver-
nung notwendige Maß sinkt, so muß die Flamme
ehen.

ei Steigerung der Schallintensität rückte der
hpunkt näher an die Zündstelle und fiel schließ-
mit der Funkenstrecke der Zündkerze zusammen,
die Flamme konnte durch den Zündfunken
mehr entflammt werden. Offenbar wird dann
h die heftige Schwingungsbewegung der Gas-
nen die Wärmeenergie des Zündfunkens so
ell zerstreut, daß eine Verbrennung nicht mehr
ande kommt.

fluß des Schalles auf die Flammengeschwindigkeit.

eben der ins Auge springenden Änderung der
alt der Flammenfläche tritt durch den Schall
erhebliche Verminderung der sichtbaren Flam-
geschwindigkeit auf. Sie beträgt bei der am

offenen Ende gezündeten und am gegenüberliegenden
Ende geschlossenen Bombe etwa nur die Hälfte der
sonst ohne Beschallung in dieser Bombe beobachte-
ten sichtbaren Flammengeschwindigkeit. Wegen
der ebenen Flammenfront im Falle der Beschallung
sollte, sofern das unverbrannte Gas während der Ver-
brennung in Ruhe bliebe, die beobachtete *sichtbare*
Flammengeschwindigkeit mit der *normalen* Brenn-

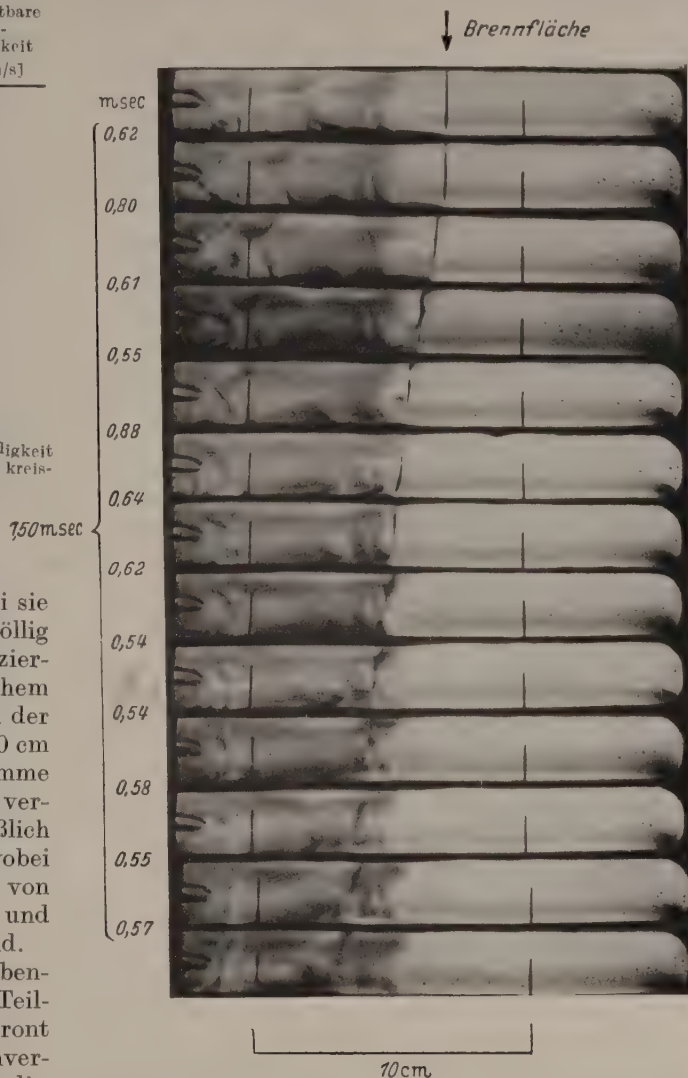


Abb. 8. Erlöschen der Flamme unter der Einwirkung starken Schalles. Innerhalb von 75 Millisekunden kommt die Flamme vom normalen Aussehen unter Stehenbleiben und anschließendem Zurückweichen bis zum Erlöschen. (Zündung am linken offenen Ende).

geschwindigkeit übereinstimmen. Für die erstere
ergibt sich jedoch, wie aus der Zahlentafel 1
hervorgeht, ein etwas niedrigerer Wert. In dieser
Tabelle sind über größere Rohrlängen gemittelte
Flammengeschwindigkeiten von beschallten und
unbeschallten Verbrennungen des Gemisches
 $\lambda = 0,9$ in dem 3,7 m langen Glasrohr eingetragen.
Die Werte wurden aus den Stoppzeiten vom Zünd-
punkt bis zum *Löschpunkt* ermittelt, der bei unbe-
schallter Flamme natürlich stets am Rohrende liegt,
bei beschallter Flamme dagegen, wie oben angegeben,
irgendwo im Rohrrinnern liegen kann.

Definitionsgemäß verstehen wir unter *normaler*
Flammen- oder Brenngeschwindigkeit der Flammen-
front in Richtung ihrer Normalen gegen das ruhende
unverbrannte Gas, unter *sichtbarer* Flammenge-

schwindigkeit die Geschwindigkeit der Flammenfront in einer festgelegten Richtung (z. B. in Richtung der Rohrachse) gegen ein festes Bezugssystem.

Die Änderung der Gestalt der Flammenfront erklären wir als Folge eines neuen Strömungszustandes, den das Schallfeld im Verbrennungsraum erzeugte. Wir wollen hier nur kurz darauf eingehen. Ganz allgemein ist die Form der Flammenfläche von den im brennbaren Gemisch herrschenden Strömungsverhältnissen abhängig. Beim Bunsenbrenner z. B. (Abb. 9) stellt sich jedes Element der Flammenfläche so ein, daß die normale Brenngeschwindigkeit v_n gerade der Gasgeschwindigkeitskomponente v'_g in Normalenrichtung des Flächenelementes entgegengesetzt und gleich groß ist.

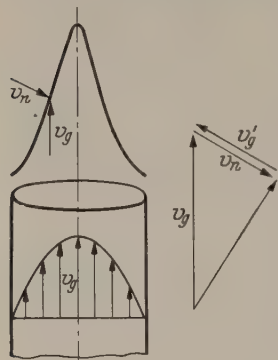


Abb. 9. Strömungsverhältnisse am Bunsenbrenner.

v_g Strömungsgeschwindigkeit im Gasstrahl.

v_n Normale Brenngeschwindigkeit.

v'_g Komponente der Strömungsgeschwindigkeit in Richtung senkrecht zur Flammenfläche.

Bei der nicht stationären Flamme wollen wir als einfachsten Fall den der offenen Bombe mit Zündung am offenen Ende, die vom anderen Ende geschlossen wird, betrachten. Da die Flammenfläche nun eben ist, müssen wir analog dem Beispiel des Bunsenbrenners annehmen, daß in dem unverbrannten Gemisch Ruhe oder ein Strömungszustand herrscht, der eine ebene Brennfläche zuläßt. Dieser kann nach den Überlegungen am Bunsenbrenner nur in einer über den Querschnitt konstanten Geschwindigkeit bestehen, die nach unseren Anschauungen in Richtung des Flammenfortschrittes weisen müßte. Diese Strömung vor der Flamme müßte — zunächst abgesehen von ihrer Entstehungsmöglichkeit — nachzuweisen sein. Das ist uns, wie die Abb. 10 und 11 zeigen, tatsächlich gelungen. Abb. 10a stellt einen Ausschnitt aus einer solchen Verbrennungsaufnahme dar. Links im ersten Fenster erkennt man die senkrechte Flammenfront; in den anderen Teilbildern sind die wie Rauchfahnen sich von den Heizdrähten abhebenden Schlieren zu sehen. Abb. 10b stellt den Ausschnitt aus einer Verbrennung dar, wo die Flamme bereits bis ins zweite Fenster (vom linken offenen Ende aus) fortgeschritten ist. Hier wie dort ist an einer Strömung im Unverbrannten nicht zu zweifeln. Die Abb. 11 zeigt die Auswertung dieser Verbrennungsaufnahmen hinsichtlich der Geschwindigkeiten der Flamme und der von den Heizdrähten sich abhebenden Schlieren. Durch Anlegen der Tangente an die umgezeichneten Weg-Zeit-Kurven wurden die Geschwindigkeit-Zeit-Kurven ermittelt. Nach einem raschen Abfall der Flammengeschwindigkeit stellt sich diese auf den konstanten Wert von 0,37 m/s in Fenster 1 (Abb. 11a) ein, während die normale Brenngeschwindigkeit des Gemisches von uns nach der Bunsenbrennermethode mit $v_n = 0,41$ m/s ermittelt wurde. Obwohl also eine Bewegung des Unverbrannten in Richtung des Flammenfortschrittes erfolgt, ist trotzdem die sichtbare Flammengeschwindigkeit — abgesehen vom ersten Teil der Bombe — kleiner als die normale

Brenngeschwindigkeit. Offenbar überwiegt die Rührwirkung des Schalles, die verbrannte teile ins Unverbrannte befördert, den Einfluß von der Flamme vor ihr erzeugten Gasbewegung

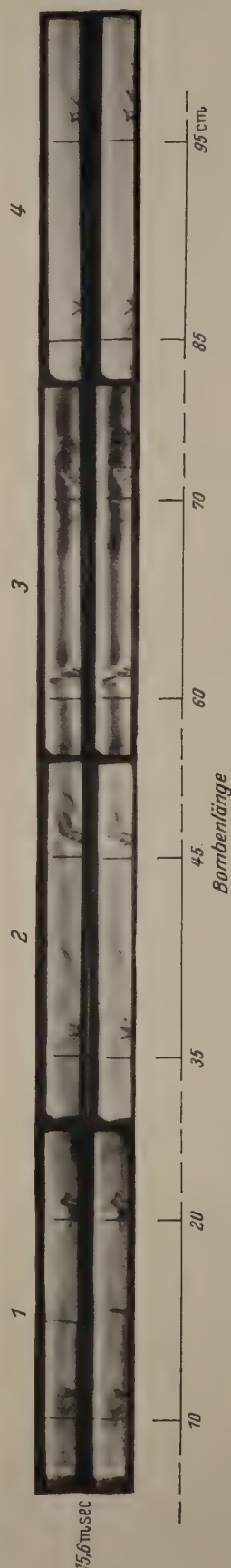


Abb. 10a. Zwei im Abstand von 16 Millisekunden aufeinanderfolgende und die gesamte Bombenlänge umfassende Momentbilder einer beschallten Verbrennung mit $\lambda = 0,9$. Die Fensterstege, die 7 cm betragen und als schwarze Schatten erscheinen, sind wegen Platzsparnis ausgelassen, und die in den durchleuchteten Fensterstücke unmittelbar nebeneinander gesetzt. Die Flamme befindet sich mit rechts (richtig) im 1. Fenster. Von den Heizdrähten heben sich Schlieren wie Rauchfahnen ab, aus deren Fortschritt auf die Geschwindigkeit vor der Flamme geschlossen wird.



Abb. 10b. Zwei im Abstand von 17 Millisekunden aufeinanderfolgende Momentbilder einer Verbrennung bei gleichen Bedingungen wie bei Abb. 10a. Die Flamme befindet sich bereits im 2. Fenster.

Die Bewegung der Schlieren setzt etwas verzögert und ihre Geschwindigkeit nimmt nach dem gegebenen Ende der Bombe zu ab. Ihre Geschwindigkeit ist etwa $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{2}$ so groß wie die der Flamme. Abb. 11b, bei der sich die Flamme in Fenster 2 befindet, beträgt ihre Geschwindigkeit 0,36 m/s. ist die Zeit beim Eintritt der Flamme ins Fenster 2 neu von Null an gezählt. Die Flamme bewegt sich im betrachteten Falle in dem Teil (ersten Teil) der Bombe, in dem die sonst beobachtete unter dem Namen „uniform movement“ [8], [9] eine gleichförmige Bewegung auftritt. Das Auflösungsvermögen des entwickelten Kienkinematographen vermittelt eine Wie-dergabe der Verbrennungen, aus der hervorgeht, daß sich der „uniform movement“ Bedingungen überlagern. In den Eigenlichtaufnahmen, bei denen ein Lichtband endlicher Breite entsteht, liegen die Schwankungen innerhalb der aufgenommenen Strichbreite und sind deshalb einer Auswertung nicht zugänglich, aber machen sich nur in einer Kräuselung der Lichtspur bemerkbar.

Daß die Bewegung der Heizdrahtschlieren ähnlich von der Flamme erzeugt und nicht von der Schallwirkung vorgetäuscht wird, haben wir durch einen Kontrollversuch ohne Verbrennung mit Schall nachgewiesen, bei dem keine Schlierenbewegung zu bemerken war.

Da also der Schall selbst erwiesenermaßen als Ursache der Strömung vor der Flamme nicht in Betracht kommt, er aber andererseits bekanntlich im Falle ist, eine vorhandene Rohrströmung von laminar in ein solches von über den Querschnitt konstanten Geschwindigkeitsprofil (quasistationäres Potentialbewegung) zu verwandeln, wenn die Geschwindigkeitsamplitude des Schalls groß ist gegen die Strömungsgeschwindigkeit des Gases, so vermuteten wir, daß auch bei unbeschallter Verbrennung in einiger Entfernung vor der Flamme eine Strömung vorhanden sein müsse. Zu unserem großen Verwundern ist uns ein derartiger Nachweis aus zahlreichen Versuche und Kontrollversuche, die wir anschließend aufführen, auch mit veränderten Methoden nicht gelungen. Mehrere Versuche wurden der Reihenfolge halber durchgeführt und photographisch aufgenommen.

Aufnahme 414. Versuch mit einem Gummiball 4 cm Durchmesser, der mit seiner Öffnung vor dem offenen Bombenende gehalten ruckartig zusammengedrückt wurde, um einen Windstoß in der Bombe zu erzeugen: Die Schlierenfahne neigt sich nach einer Seite; in den ersten Bildern ist eine Bewegung wahrscheinlich, später unsicher. Die Synchronisierung von Windstoß und Funkenbeleuchtung ist schlecht, da ersterer von Hand betätigt wurde.

Aufnahme 415. Strömungsversuch ohne Verbrennung (Gasgeschwindigkeit $v \sim 10$ cm/sec): Die Schlierenfahne ist nach einer Seite geneigt, die Geschwindigkeit daraus nicht abschätzbar.

Aufnahme 416. Strömungsversuch ($v \sim 10$ cm/sec) ohne Verbrennung und mit Schall. Die Wärmeschlieren

heben sich in kleinen Ballen von den Heizfäden ab, so daß die Geschwindigkeit gut abschätzbar ist. Der Schall scheint also das Abheben der Schlieren vom Heizfaden sehr zu begünstigen.

Aufnahme 417. Strömungsversuch ($v \cong 10$ cm/sec) ohne Verbrennung und ohne Schall, Schlierenheizung mit Wechselstrom von $f = 12$ Hz: Die Schlierenfahne nach einer Seite geneigt, jedoch findet kein stoßweises Abheben vom Heizfaden statt. Eine Geschwindigkeitsabschätzung ist nicht möglich.

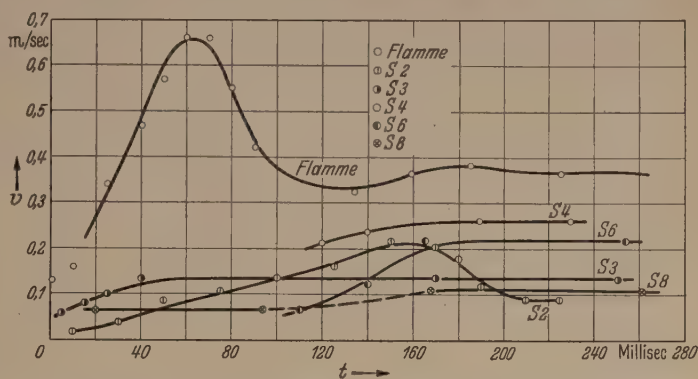


Abb. 11a. Auswertung einer Verbrennungsaufnahme hinsichtlich Flammen- und „Schlieren“-Geschwindigkeit. Die Heizdrahtschlieren sind entsprechend den 8 in der Bombe angeordneten Heizdrähte von links aus mit S_1 bis S_8 bezeichnet. Über die Schliere S_1 ist die Flamme bereits hinweggegangen, S_5 und S_7 waren für die Auswertung zu undeutlich.

Aufnahme 418. Strömungsversuch mit einem mit O_2 angereicherten brennbaren Gemisch, Schlierenheizung mit Wechselstrom: Die Schlierenfahne ist nach einer Seite geneigt, aber eine Geschwindigkeitsabschätzung ist nicht möglich.

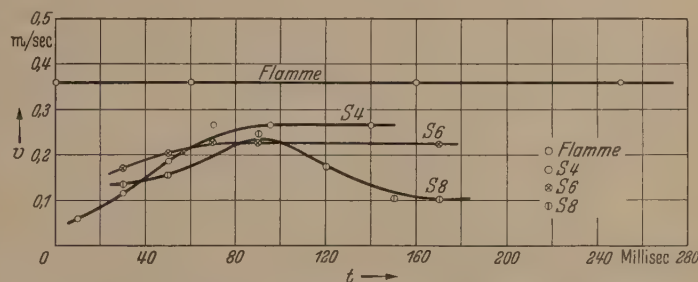


Abb. 11b. Wie Abb. 11a. Jedoch befindet sich die Flamme hier bereits im 2. Fenster. Die Zeit ist beim Eintritt der Flamme ins Fenster 2 neu von Null an gezählt. Die Schlieren S_1 bis S_4 liegen bereits im Verbrannten, S_5 und S_7 waren nicht auswertbar.

Aufnahme 419. Verbrennung mit Sauerstoffgemisch: Infolge starker Längsschwingungen wirbeln die Schlieren ständig hin und her und durcheinander.

Aufnahme 420. Verbrennung ($\lambda = 0,9$) ohne Schall unter Anwendung der Dampfdrachtschlierenmethode: Die Synchronisierung zwischen Verdampfung und Verbrennung ist schlecht, das Öl verdampft zu spät.

Aufnahme 421. Verbrennung ($\lambda = 0,9$) ohne Schall unter Anwendung der Dampfdrachtschlierenmethode: Die Schlierenfahne pendelt anfänglich nach beiden Seiten, später keine eindeutige Bewegung.

Aus diesen verschiedenen Versuchen geht hervor, daß das Schallfeld die Verwendung von Schlieren als Indikator für eine Gasströmung sehr begünstigt. Daher gelang es auch, bei den beschallten Verbren-

nungen eine Gasbewegung im Unverbrannten festzustellen. Dieser Nachweis gelang aber nicht in den Fällen der unbeschallten Verbrennung. Es ist dann, bedingt durch die Form des Flammenkopfes, in einiger Entfernung vor der Flamme tatsächlich keine Strömung nachweisbar. Die Empfindlichkeit der Schlierenmethode reicht zu ihrer eindeutigen Feststellung nicht aus. Nach unseren Vorstellungen und bisherigen Ergebnissen mußte aber wenigstens unmittelbar vor der Flamme eine Strömung trotzdem bestehen. Diese Anschauung können wir auch aus der Auswertung der Flammenoberflächen herleiten.

Zusammenfassung.

Die Flammen von Propan-Luftgemischen in langgestreckten Verbrennungsbomben von quadratischem und kreisrundem Querschnitt wurden dem kräftigen Schallfeld eines in jüngerer Zeit entwickelten Schallerzeugers ausgesetzt und die Veränderungen gegenüber der unbeschallten Verbrennung mit einer funkenkinematographischen Schlierenoptik aufgenommen. Außer einer durch den Schall bewirkten Verminderung der Flammengeschwindigkeit, die bis zum Stillstand und anschließend dem Erlöschen der Flamme gesteigert werden kann, wird eine grundlegende Veränderung der Flammenform beobachtet, welche aus der durch die Schallwellen erzwingenen quasistationären Potentialströmung im

Verbrennungsraum erklärt werden kann. Mit *Heizdraht-Schlieren* gelang in der einseitig offenen Bombe mit Zündung am offenen Ende bei beschallter Verbrennung die Sichtbarmachung von Gasströmungen unmittelbar vor der Flammenfront. Diese Beobachtung führte im Verein mit den Auswertungen der Schallversuche zu einer Erklärung über das Zustandekommen der Flammenkopfform bei unbeschallten Verbrennungen in Rohren.

Literatur. [1] STEINICKE, H.: Gasbewegung und Turbulenz bei Explosionen in einer langgestreckten Bombe. Dissertation Braunschweig, 1943. D 89. — [2] HAHNEMANN, U. L. EHRET: Über den Einfluß starker Schallwellen auf stationär brennende Gasflamme. Noch unveröffentlicht. [3] MALLARD u. LE CHATELIER: Ann. Mines (4) 8, 274 (1866). — [4] Literatur bis 1939 in JOST, W.: Explosions- und Verbrennungsvorgänge in Gasen. Berlin 1939. — [5] NEUBERT, U.: Beitrag zur TOEPLERSchen Schaltung der Funkenkinematographie. Z. techn. Physik 24, 179 (1943). — [6] TOEPLER, A.: Ann. Physik 127, 556 (1866). — [7] EHRET, L. H. HAHNEMANN: Z. techn. Physik 23, 245 (1942). — MASON-WHEELER: J. Chem. Soc. 177, 36 (1920). — MASON-WHEELER: J. Chem. Soc. 177, 1227 (1920). — SCHMIDT, E., H. STEINICKE u. U. NEUBERT: VDI-Forschungsheft 431 (1951).

Dr.-Ing. LOTHAR EHRET,
Stuttgart-Möhringen, Gorch-Fock-Str. 4.

Dr. ULRICH NEUBERT,
Braunschweig, Saarstr. 1.

Dr. HORST HAHNEMANN,
Braunschweig, Bliestr. 5.

Zur Theorie der Dielektrizitätskonstante von Stoffmischungen.

VON GOTTFRIED ECKART.

(Phys.-Institut der Universität Saarbrücken.)

Mit 5 Textabbildungen.

(Eingegangen am 19. November 1951.)

1. Problemstellung.

Wir denken uns ein Medium mit der Dielektrizitätskonstante ϵ_2 , in das n Kügelchen eines Materials der DK ϵ_1 je Volumeneinheit eingebettet sind. Dabei setzen wir voraus, daß die Wellenlänge des verwendeten elektrischen Feldes so groß sei, daß wir für die Kügelchen die statische Feldberechnung anwenden können, d. h. die Eigenfrequenzen der Kügelchen sollen größenordnungsmäßig weit über der angelegten Frequenz liegen. Wir suchen die DK der Mischung.

2. Die Lösung.

2.1. Eine bekannte vereinfachte Näherungslösung für den Fall geringer Beimengungen.

Eine solche wurde während des Krieges von W. PFISTER angegeben um die DK der nebligen Luft zu berechnen. Es wird angenommen, daß die Feldstörung, die ein eingebettetes Kügelchen in einem homogenen Medium verursacht, durch die Anwesenheit mehrerer Kügelchen nicht wesentlich verzerrt wird, so daß man das von einem Kügelchen herrührende Zusatzmoment einfach mit der Zahl der Kügelchen, die den Radius a haben mögen, multipliziert. Man vernachlässigt so die gegenseitige Beeinflussung der Kugeln und erhält für die Erhöhung der DK des Mediums ϵ_2 , wenn ihm je Volumeneinheit n Kügelchen

der DK ϵ_1 beigemischt werden.

$$\Delta\epsilon = \frac{4\pi n a^3}{3} \cdot 3\epsilon_2 \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{2\epsilon_2 + \epsilon_1}$$

wo, im Falle $\epsilon_1 < \epsilon_2$, $\Delta\epsilon$ auch negativ sein kann. $\frac{4\pi n a^3}{3}$ ist das Volumen, das von der Beimengung ausgefüllt ist. Wenn $\frac{4\pi n a^3}{3}$ gleich 1 angenommen wird, d. h. wenn die Beimengung das gesamte Volumen ausfüllt, dann wird $\Delta\epsilon$ ersichtlich nicht gleich $\epsilon_1 - \epsilon_2$, was physikalisch notwendig wäre. Wir wollen uns nun nach einer anderen Möglichkeit umsehen, um eine Formel zu finden, die uns das leistet.

2.2. Die verbesserte Lösung gestützt auf Arbeiten von DARWIN und HARTREE [2], [3].

Wir hatten schon erwähnt, daß die hauptsächlichste Fehlerquelle der Formel (1) darin besteht, daß die gegenseitige Beeinflussung der Teilchen vernachlässigt wird. In seiner Arbeit [2] (The optical constants of matter) hat nun DARWIN gerade die gegenseitige Einwirkung der Teilchen berechnet. Er behandelt die Ausbreitung elektrischer Wellen in einem Dielektrikum und stellt das Strahlungsfeld dar als Überlagerung der einfallenden Vakuumwelle und der Streustrahlung der dielektrischen Volumenelemente.

ier die gegenseitige Beeinflussung mit einbezieht.
entsteht dabei eine Integralgleichung die bei
TREE [3] für den Fall des geschichteten Mediums
ch gelöst wird, daß er ihre Äquivalenz mit der
engleichung aufzeigt.

n unserem Problem liegt nun der nur wenig kom-
rtere Fall vor, daß die Störsubstanz nicht ins-
um, sondern ins Dielektrikum der DK ϵ_2 ein-
tet ist und zwar in Form von Kügelchen. Jedes
r Kügelchen ist dann den folgenden beiden Fel-
unterworfen

) dem angelegten ursprünglichen Feld,
) der Strahlung, die von allen übrigen Kügelchen
eht und nach der HERTZschen Lösung mit deren
lmoment zusammenhängt.

ie unter 2.1. angegebene Methode berücksichtigt
den Anteil a).

stellt nun E die von a) und b) herrührende Feld-
re dar, so wirkt bekanntlich ein elektrisches Kügel-
(ϵ_1) nach außen wie ein Dipol mit dem zusätz-
n Moment

$$M_{zus} = \frac{4\pi a^3}{3} \epsilon_0 E \cdot 3 \epsilon_2 \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{2\epsilon_2 + \epsilon_1}. \quad (2)$$

n wird der von DARWIN und HARTREE eingeführte
koeffizient σ für n Kügelchen je Volumeneinheit:

$$\sigma = \frac{4\pi n a^3}{3} \cdot 3 \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{2\epsilon_2 + \epsilon_1} \quad (3)$$

man erhält für die resultierende DK direkt mittels
Gl. (21) der Arbeit von HARTREE

$$\epsilon_{result} = \epsilon_2 \left(1 + \frac{\sigma}{1 - \frac{1}{3} \sigma} \right), \quad (4)$$

si der Nenner $1 - \frac{1}{3} \sigma$ der gegenseitigen Beein-
ung benachbarter Volumenelemente Rechnung
e; wie eine bei DARWIN und HARTREE durch-
arte Integration zeigt.

an erhält explizit:

$$= \epsilon_2 \left\{ 1 + \frac{\frac{4\pi n a^3}{3} 3 (\epsilon_1 - \epsilon_2) / (2\epsilon_2 + \epsilon_1)}{1 - \frac{4\pi n a^3}{3} \cdot (\epsilon_1 - \epsilon_2) / (2\epsilon_2 + \epsilon_1)} \right\}. \quad (5)$$

n wir den Nenner weglassen, fallen wir auf
1) zurück.

Wie schon bemerkt, ist $\frac{4\pi n a^3}{3}$ der in die Volumen-
eit gegebene Anteil an Beimengung. Setzen wir
Größe gleich 1, d. h. nehmen wir das ganze
men mit der Beimengung gefüllt an, so haben wir:

$$\epsilon_{res} = \epsilon_1. \quad (6)$$

$\epsilon_1 = \epsilon_2$, d. h. wenn keine Störkörper enthalten
findet man natürlich

$$\epsilon_{res} = \epsilon_2. \quad (7)$$

it haben wir eine Beziehung gewonnen, die uns die
igen Endpunkte nämlich ϵ_2 und ϵ_1 liefert. Sie hat
trotzdem noch einen Schönheitsfehler: es wäre
chenswert, daß sie beim Vertauschen der beiden
rialien symmetrisch bleibt, also beim Vertauschen
 ϵ_2 mit ϵ_1 und gleichzeitig von $\frac{4\pi n a^3}{3}$ mit $1 - \frac{4\pi n a^3}{3}$

ch überginge. Die ihrer Ableitung zugrunde-
ende Voraussetzung, daß das Material ϵ_1 in Form

kleiner Kügelchen beigelegt werden soll, stört augen-
scheinlich die erwünschte Symmetrie.

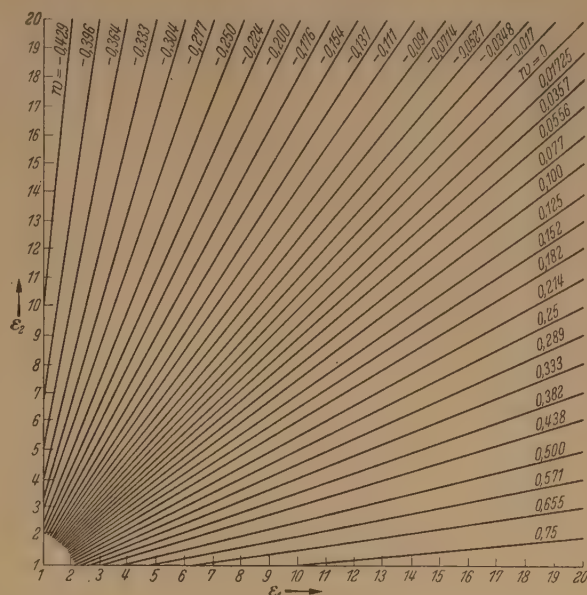


Abb. 1. Kurven $w = \text{const.}$ ($w = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2\epsilon_2 + \epsilon_1}$).

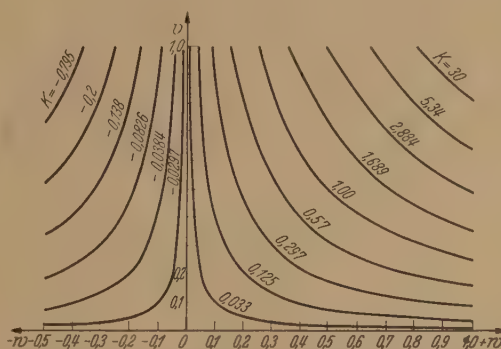


Abb. 2. Kurven $K = \text{const.}$ ($K = 3vw/(1-vw)$).

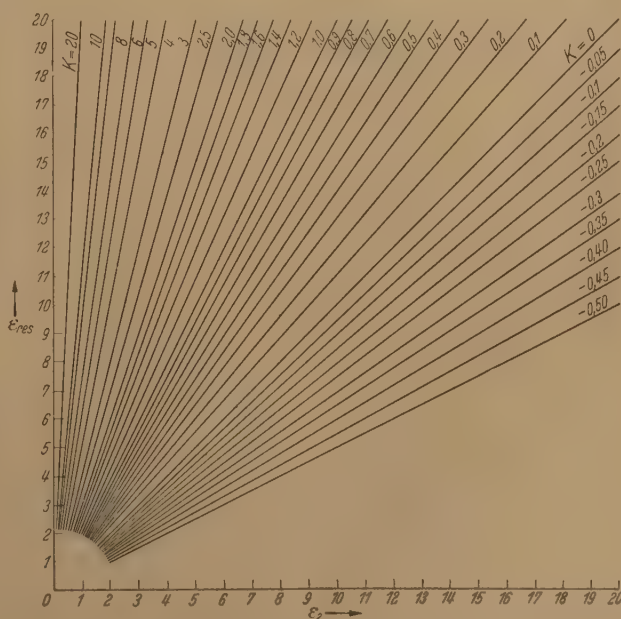


Abb. 3. $\epsilon_{res} = f(\epsilon_2, K)$ ($K = \text{Parameter}$),

2.3. Kurvenblätter für die praktische Auswertung.

Um die Gl. (5) auszuwerten, setzen wir

$$\frac{4\pi n a^3}{3} = v; \quad (8)$$

$$\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\varepsilon_2 + \varepsilon_1} = w; \quad (9)$$

$$\frac{3vw}{1-vw} = K. \quad (10)$$

Dann schreibt sich Gl. (5)

$$\varepsilon_{res} = \varepsilon_2 (1 + K). \quad (11)$$

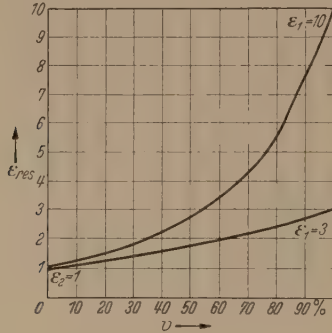


Abb. 4. Für $\varepsilon_2 = 1$. ($\varepsilon_1 = 3$ und $\varepsilon_1 = 10$).

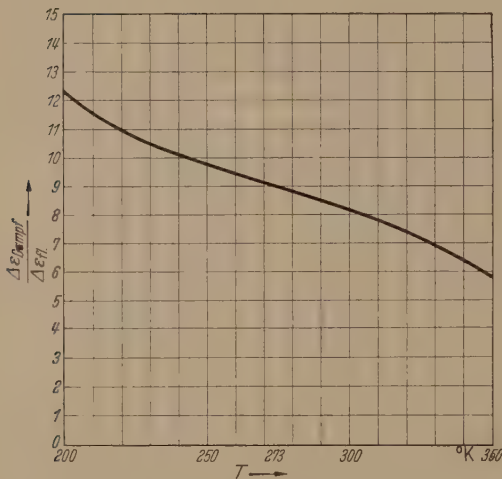


Abb. 5. $\frac{\Delta\varepsilon_{fl}}{\Delta\varepsilon_{dampf}} = f(T)$.

Für einen Bereich von ε_1 und ε_2 zwischen 1 und 20 zeichnen wir in Abb. 1. Kurven $w = \text{const}$ in einem $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ Koordinatensystem.

In einem w/v Koordinatensystem ($v \leq 1$) zeichnen wir Kurven $K = \text{const}$. (Abb. 2). Dann erfolgt die

Auswertung einfach mittels Gl. (11), deren Diagramm in Abb. 3 gegeben ist.

Ein einfaches Beispiel zeigt Abb. 4: die resultierende DK einer Mischung von Luft $\varepsilon = 1$ und zwei Arten von Sand ($\varepsilon = 3$ und $\varepsilon = 10$) als Funktion von v , dem Volumenprozentsatz der Beimengung.

2.4. Anwendung auf neblige Luft.

Eine einfache Anwendung auf den eingangs erwähnten Fall der nebligen Luft ist in Abb. 5 gegeben. In dem Bereich von -73 bis 150°C nehmen wir an, daß eine gewisse Masse Wasser einmal in Form von Tröpfchen, das andere Mal in Dampfform zugefügt wird. Man ermittelt das Verhältnis des dabei entstehenden $\Delta\varepsilon$ in beiden Fällen. Man sieht, daß infolge der geringeren Beweglichkeit der Moleküle das $\Delta\varepsilon$ im flüssigen Fall erheblich geringer ist. Das Verhältnis $\frac{\Delta\varepsilon_{dampf}}{\Delta\varepsilon_{flüssig}}$ als Funktion der Temperatur zeigt Abb. 5. Dabei wurde von der Annahme Gebrauch gemacht, daß die zugefügte Wassermenge so gering ist, daß man die erste (PFISTERSche) Näherung verwenden kann.

Zusammenfassung.

Unter der Annahme, daß ein Material der Dielektrizitätskonstante ε_1 einem Material der Dielektrizitätskonstante ε_2 in Form kugelförmiger Teilchen beigegeben wird, wird eine Formel unter Verwendung von Ergebnissen von DARWIN und HARTREE abgeleitet, die die DK der Mischung angibt und auf den Wert der Beimengung, führt, wenn diese das ganze Volumen ausfüllt. Kurvenblätter zur numerischen Auswertung der gegebenen Beziehungen sind beigegeben.

Anmerkung bei der Korrektur: Herrn GUILLIEN verdanke ich den freundlichen Hinweis, daß hier entwickelten Formeln nur solange ein mit Experimenten übereinstimmendes Ergebnis liefern dürfen, als ε_1 und ε_2 nicht zu sehr, d. h. etwa um mehr einen Faktor 10, verschieden sind. Man vergleiche die Arbeiten von Herrn GUILLIEN: Annales de Physique 16, 205 (1941); 17, 239 (1942).

Literatur: [1] BECKER, R.: Theorie der Elektrizität, Bd. I. — [2] DARWIN, C. G.: Trans. Cambr. Phil. Soc. XX, 137 (1923/8). — [3] HARTREE, D. R.: Proc. Cambr. Phil. Soc. XXV, 97 (1929). — [4] ESMARCH, W.: Ann. Phys. IV. Bd. 42, 1257. (1913). — [5] BOTHE, W.: Ann. Phys. IV. Bd. 64, 693 (1921). — [6] RAYLEIGH: Phil. Mag. 481 (1892).

Prof. Dr. ECKART, Saarbrücken,
Universität des Saarlandes, Naturwissenschaftliche Fakultät

Zur Kennzeichnung von Geräuschen und Rausch-Spannungen.

Von HEINZ BITTEL, Münster/Westfalen.

Mit 16 Textabbildungen.

(Eingegangen am 28. November 1951.)

Bei den sogenannten Ortungsgeräten hat die physikalische Grenze der Meßgenauigkeit eine besondere Bedeutung erlangt. Sicherheitszuschläge, die sonst bei technischen Meßgeräten üblich sind, werden aus Gründen der erwünschten Reichweite gemacht. Die Grenzempfindlichkeit ist hier durch das Verhältnis Nutzeffekt/Stör- ≈ 1 bestimmt, so daß die genaue Kenntnis der Störeffekte und deren Eigenschaften von besonderer Bedeutung ist.

Bekanntlich handelt es sich hierbei einerseits um elektrische Störspannungen, die im Verstärker der Empfangsapparatur (Widerstandsrauschen, Röhrenrauschen, BARKHAUSEN-Rauschen) entstehen. Andererseits sind es von außen kommende Effekte. So wird bei Unterwasser-Schallgeräten durch Seegang Brandung oder durch Meerestiere ein Störpegel erzeugt. Diese Geräusche werden im Mikrofon des Empfängers in elektrische Spannungen umgewandelt, die im folgenden von elektrischen Rauschspannungen schlechthin gesprochen werden kann, unabhängig davon, ob dieselben durch elektrische oder mechanische Vorgänge entstehen. Solche Rauschspannungen sind im allgemeinen Wechselspannungen, die ein ausgedehntes Frequenzband in Form eines kontinuierlichen Spektrums umfassen („Breitbandrauschen“).

Bei Ermittlung der Eigenschaften einer Rauschspannung — z. B. mit Hilfe der im folgenden betriebenen Meßmethode — verfolgt man zwei Ziele: technisches, indem man bei Kenntnis der speziellen Eigenschaften der auftretenden Rauschspannung die Schaltung so wählen wird, daß das Verhältnis $z/Stör$ im Ausgangseffekt des Geräts möglichst groß wird; ein physikalisches, indem die Kenntnis experimentell ermittelten Eigenschaften der Rauschspannung gewisse Aussagen über den Entstehungsmechanismus der elektrischen Spannung des Geräusches ermöglicht.

Im folgenden wird gezeigt werden, daß die übliche Kennzeichnung einer Rauschspannung durch das Frequenzspektrum allein nicht ausreichend ist. Die Analyse, etwa mit Hilfe eines Spektrometers, liefert lediglich die Verteilung der gesamten Rauschleistung auf das Spektrum; sie liefert jedoch keine Aussage über etwaige Phasenbeziehungen zwischen einzelnen Frequenzen. Nur bei Kenntnis der jeweiligen Gesetzmäßigkeit für die Phase ist die Spannung völlig bestimmt. Die Rauschspannung kann jedoch unmittelbar als statistische Schwankungsebene aufgefaßt werden, eine Methode, die im folgenden angewendet werden soll. Zusätzlich zum Frequenzspektrum tritt dann als zweite Kenngröße die Rauschspannung die Gesetzmäßigkeit für die statistische Amplitudenverteilung.

Selbstverständlich sind die Darstellungen einer Rauschspannung durch eine FOURIER-Analyse — unter Berücksichtigung der Phasenbeziehungen — einerseits und durch eine statistische Schwankungsanalyse andererseits gleichwertig. Beide Methoden

liefern dieselben Ergebnisse für die der Beobachtung zugänglichen Größen. Die Darstellung durch eine Schwankungsfunktion ist jedoch dann wesentlich einfacher und übersichtlicher, wenn der zu beobachtende Effekt durch Gleichrichtung der Rauschspannung erzeugt wird.

I. Problemstellung.

Abb. 1a zeigt das Prinzip einer Empfängeranordnung. Es ist hier als Beispiel ein akustischer Empfänger gewählt, bei dem die gleichzeitige Verwendung von zwei Mikrofonen die Richtcharakteristik bündelt (maximale Empfindlichkeit in Vorausrichtung infolge Addition der Amplituden für diese Richtung). Die in je einem Kanal verstärkten Spannungen werden addiert und gelangen nach einer Gleichrichtung auf ein Meßgerät, dessen Trägheit eine Mittelwertanzeige ergibt. Mikrofon und Verstärker mögen einen frequenzabhängigen Amplitudengang zeigen, und können daher als „Filter“ bezeichnet werden. Das Filter sei linear, so daß durch die Verstärkung die Amplitudenverhältnisse nicht beeinflußt werden.

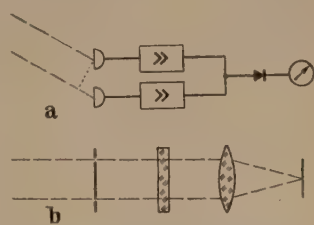


Abb. 1. a) Akustischer Empfänger mit zwei Mikrofonen; die verstärkten und gefilterten Ausgangsspannungen werden addiert und der Mittelwert am Ausgang einer Gleichrichterschaltung beobachtet. b) Beugung von weißem Licht am Doppelspalt, wobei zur Erhöhung der Interferenzfähigkeit ein Farbfilter zwischengeschaltet ist.

Das schräg auf den Empfänger fallende Geräusch zeigt eine Gangdifferenz bezüglich der beiden Mikrofone. Es treten zwei Rauschspannungen auf, die zeitlich gegeneinander verschoben sind und die durch Addition den Momentanwert der resultierenden Spannung ergeben. Hierbei erhebt sich die Frage, wie bei dieser Addition kohärenter Rauschspannungen aus den Kenngrößen der Teilspannungen diejenigen der resultierenden Spannung abgeleitet werden können. Im Gegensatz hierzu ist das Eigenrauschen des einen Verstärkers inkohärent zu dem des anderen, so daß hier inkohärente Rauschspannungen zu addieren sind. Schließlich entsteht die Anzeige des Gerätes durch Gleichrichtung der aus allen Anteilen überlagerten Spannung.

Das erwähnte Beispiel zeigt, daß eine Rauschspannung dann mathematisch zweckmäßig beschrieben ist, wenn es gelingt, die folgenden Aufgaben zu lösen:

- Gleichrichtung der Rauschspannung
- Addition inkohärenter Rauschspannungen
- Interferenz von Rauschspannungen (Addition kohärenter Rauschspannungen).

Die Kenntnis dieser drei Grundoperationen ist ausreichend, um auch kompliziertere Fälle, wie sie in praktischen Geräten auftreten, der Berechnung zugänglich zu machen.

Aus dem obigen erhellt unmittelbar, daß man — im Gegensatz zu rein monochromatischen Sinusschwingungen — bei Rauschspannungen gar nicht von der Richtcharakteristik der Mikrofone oder der Antenne allein sprechen kann. Diese gilt im allgemeinen nur unter Bezugnahme auf eine bestimmte Gleichrichterschaltung.

Es ist nicht uninteressant, das optische Analogon zu Abb. 1a zu betrachten (Abb. 1b): Beugung von weißem Licht am Doppelspalt, wobei — zur Erhöhung der Interferenzfähigkeit — ein Farbfilter zwischengeschaltet ist. Die Helligkeit in einem Punkt der Brennebene ist ein Maß für die Summe der von beiden Spalten kommenden Amplituden unter Berücksichtigung der Gangdifferenz (Interferenz). Der auftretende Effekt wird als Intensität gemessen, da bei

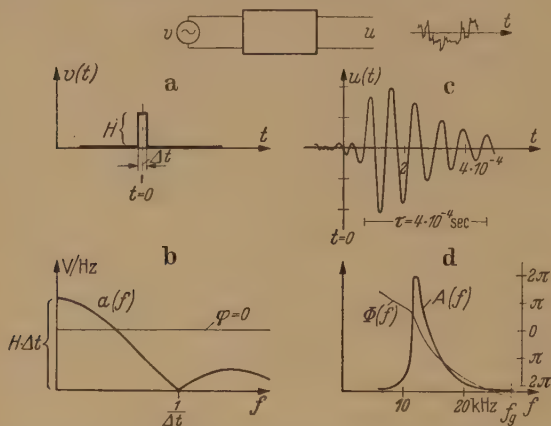


Abb. 2. Entstehung der Rauschspannung u durch Filterung der von der Rauschquelle gelieferten primären Spannung v . Eigenschaften des Filters: a) Eingangsimpuls; b) Spektrum des Rechteckimpulses; c) Ausgangsimpuls; d) Frequenzcharakteristik des Filters; c) ist die FOURIER-Transformierte von d) sofern der Eingangsimpuls hinreichend kurz ist.

Licht stets die mittlere Energie in der Zeiteinheit beobachtet wird (Quanteneffekt). Bezeichnet man die resultierende Amplitude mit u , so wird also stets das mittlere Schwankungsquadrat $\overline{u^2}$ gemessen.

Der Mittelwert, den die elektrische Anordnung in Abb. 1a liefert, ist im allgemeinen nicht identisch mit dem mittleren Schwankungsquadrat. Dieses würde man z. B. bei Gleichrichtung mit einem Thermokreuz beobachten. Die in der Praxis üblichen Gleichrichterschaltungen liefern jedoch andere Mittelwerte der resultierenden Spannung. Die übliche Betrachtungsweise der Optik reicht also nicht aus, um den viel allgemeineren Fall, wie er in elektrischen Geräten vorliegt, zu verstehen. Da die Energieanteile, die von einzelnen Spektralgebieten geliefert werden, additiv sind, ist in all den Fällen, wo das mittlere Amplitudenquadrat beobachtet wird (Optik), der Schwankungsvorgang durch das Energiespektrum allein hinreichend genau beschrieben.

Etwas anders liegen die Verhältnisse beim unmittelbaren Abhören der Rauschspannung, wo ebenfalls allein das Spektrum maßgebend ist. Hierbei kommen nämlich die spektralen Anteile einzeln zur Wirkung, da das Ohr nach Frequenzen analysiert und dabei etwaige Phasenbeziehungen nicht in Erscheinung treten (vgl. [1]).

II. Die Rauschspannung.

Die Rauschspannung wird im allgemeinen am Ausgang eines Verstärkers (= Filter) beobachtet, der

den Effekt einer Rauschquelle überträgt (vgl. Abb. 1). Die unregelmäßigen Spannungsschwankungen, eine Rauschspannung kennzeichnen, hängen wesentlich von den Eigenschaften des Filters ab. So ergibt z. B. ein Bandfilter, das nur tiefe Frequenzen überträgt, eine Spannung mit nur langsamen Schwankungen.

Die Rauschquelle liefert in zahlreichen Fällen, deren der Mechanismus bekannt ist, eine unregelmäßige Folge von Einzelimpulsen. Dies gilt z. B. für das Widerstandsrauschen und den Schroteffekt sowie für das Kavitationsgeräusch, bei dem jedes ein Gasbläschen beim Zusammenschlagen einen Stoßimpuls erzeugt. Die folgenden Überlegungen gehen daher von der Existenz einer Impulsfolge aus. Dieses Vorgehen bedeutet keine Einschränkung, da ein kontinuierliches Spektrum mit zeitlich konstanten Mittelwerten auf eine Impulsfolge zurückgeführt werden kann (unter Berücksichtigung der Phasenbeziehung).

Das Filter kann durch den Amplitudengang $A(f)$ und den Phasengang $\Phi(f)$ beschrieben werden (Abb. 2d). Eine andere — damit gleichwertige — Kennzeichnung ist der Ausgangsimpuls, der bei Beaufschlagung des Filters mit dem Einheitsimpuls auftritt (Abb. 2c). Diese Darstellung hier besonders zweckmäßig ist, an diese Zusammenhänge an Hand der Abb. 2d zu erinnern: Ein einzelner Rechteckimpuls der Dauer Δt gibt nach dem FOURIERintegral ein Amplitudenspektrum $a(f)$, das bei $f = 1/\Delta t$ seine erste Null-Stelle erreicht. Die Multiplikation mit der Filterkurve, d. h. die Bildung von $a(f) \cdot A(f)$ gibt den Amplitudengang des Ausgangs. Der zugehörige Phasengang ist $\Phi(f)$ (Phasenkurve $\varphi = 0$ für den Rechteckimpuls). In diesem Spektrum erhält man den zeitlichen Ablauf des Ausgangseffektes in bekannter Weise durch die FOURIERtransformation.

Für einen sehr kurzen Impuls ($1/\Delta t \gg f_g$ = Grenzfrequenz des Filters) werden nur die niedrigen Frequenzen vom Filter durchgelassen, so daß vorwiegend die Kurve $a(f)$ lediglich der erste Teil mit dem konstanten Wert $H \cdot \Delta t$ übertragen wird. Dieser erste Teil ist unabhängig von der Impulsform, er ist lediglich das zeitliche Spannungintegral bestimmt. Wenn $H \cdot \Delta t$ oder allgemeiner $\int v dt$ gleich 1 ist (Einheitsimpuls) ergibt sich also der Ausgangsimpuls unmittelbar als FOURIERtransformierte der Filterkurve. In Abb. 2c dargestellte Kurve wurde rechnerisch aus der gemessenen Filterkurve in Abb. 2d gewonnen. Diese bezieht sich auf den Verstärker, mit dem unter beschriebenen Messungen durchgeführt wurde (Abb. 2c konnte selbstverständlich auch unmittelbar im Oszillographen beobachtet werden bei Impulsbeaufschlagung des Verstärkers).

Bemerkung: Das bekannte Kausalitätsproblem der FOURIERtransformation fordert, daß der Ausgangsimpuls frühestens zum Zeitpunkt des Eingangsimpulses, also $t \geq 0$ einsetzt, sofern zwischen der Kurve $A(f)$ und der Kurve $\Phi(f)$ die Relationen für ein praktisch realisierbares Filter erfüllt sind. Die kleinen Effekte für $t < 0$ in Abb. 2c sind durch Ungenauigkeiten in der Auswertung des FOURIERintegrals bedingt.

Ein primärer Einzelimpuls, für den $1/\Delta t \gg f_g$, liefert also zur Rauschspannung einen Beitrag in Form eines sekundären Impulses (Abb. 2c). Dieser hat eine Amplitude, die zum Spannungintegral des primären Impulses proportional ist und ein Spektrum, das

n mit der Filterkurve übereinstimmt (Abb. 2d).
Energiespektrum dieses Impulses ist durch die
Frequenzabhängigkeit der Größe A^2 gegeben. Bei
irregulären Impulsfolgen setzen sich diese
Energieanteile additiv zusammen, das Energie-
spektrum der Rauschspannung hat also dieselbe Form
wie dasjenige des Einzelimpulses. Es ist insbesondere
davon abhängig, ob die sekundliche Impulszahl
groß oder klein ist.

Bei primären Impulsen längerer Dauer, für die also
Bedingung $1/\Delta t \gg f_0$ nicht mehr erfüllt ist, hängt
das Spektrum der Rauschspannung nicht nur vom
Frequenzspektrum, sondern auch von der Form der primären Im-
pulse ab. Dies ergibt z. B. den bekannten Abfall des
Rauschens im Gebiet der Dezimeterwellen. Die
Form der Primärimpulse ist hier durch die Laufzeit
der Elektronen bestimmt. Das Energiespektrum ist
ebenfalls additiv, so daß seine Form nicht von
der sekundlichen Impulszahl abhängig ist.

III. Die statistische Amplitudenverteilung.

Die statistische Amplitudenverteilung der Span-
nung u kann in bekannter Weise durch eine Ver-
teilungsfunktion $P(u)$ beschrieben werden. Hierbei ist
 $P(u) du$ die Wahrscheinlichkeit, in einem gegebenen
Zeitpunkt einen Spannungswert im Intervall zwischen
 u und $u + du$ anzutreffen. Die Funktion $P(u)$ ist so
definiert, daß $\int_{-\infty}^{+\infty} P(u) du = 1$ ist.

Die hier interessierenden Mittelwerte sind dann
ebenfalls definiert:

$$\bar{u} = \int_{-\infty}^{+\infty} u \cdot P(u) du, \quad (1)$$

$$\overline{u^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} u^2 \cdot P(u) du. \quad (2)$$

Man vorausgesetzt werden, daß die Schwankungs-
funktion während einer Beobachtungsdauer T
stationär ist, d. h. daß die Verteilungsfunktion un-
verändert vom speziell gewählten Zeitpunkt ist. Dann
sind die oben definierten Mittelwerte identisch mit
zeitlichen Mittelwerten:

$$\bar{u} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u dt = 0, \quad (3)$$

$$\overline{u^2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u^2 dt = u_{eff}^2. \quad (4)$$

Die Übereinstimmung von statistischem Moment
mit zeitlichem Mittelwert ist bezüglich der Frequenz-
charakteristik der Schwankungsfunktion an ein-
stimmenden Bedingungen geknüpft, die jedoch bei den
üblicherweise vorkommenden Filtern erfüllt sind. Vgl.
zu [2].)

Die mittlere Spannung \bar{u} ist Null, da hier angenom-
men wird, daß keine Gleichspannungskomponente auf-
tritt. Durch das mittlere Spannungsquadrat $\overline{u^2}$ ist der
effektive Wert u_{eff} definiert.

Mit Hilfe der Verteilungsfunktion $P(u)$ kann der
Effektivwert irgend einer Funktion $f(u)$ der Spannung u

berechnet werden:

$$\overline{f(u)} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(u) \cdot P(u) du. \quad (5)$$

In all den Fällen, wo zeitliche Mittelwerte beobachtet
werden, stellt somit die Verteilungsfunktion der
Rauschspannung die dem Problem angepaßte Kenn-
größe dar. Die folgenden Betrachtungen sind auf
Fälle beschränkt, bei denen die Zeitkonstante des
Anzeigeorgans „sehr groß“ ist (hinreichend großer
Kondensator der Gleichrichterschaltung). Schwan-
kungen um den Mittelwert sollen also nicht betrachtet
werden. Dabei richtet sich die Wahl der Zeitkon-
stanten nach dem Frequenzspektrum der Rausch-
spannung und nach deren Verteilungsfunktion. Die
Praxis zeigt, daß die Zeitkonstante um drei bis vier
Zehnerpotenzen größer sein muß als die reziproke
Bandbreite des Filters, das die Rauschspannung durch-
laufen hat, wenn man Schwankungen ($\geq 1\%$) im An-
zeigeorgan vermeiden will.

1. Addition zweier inkohärenter Spannungen.

Die Addition von zwei elektrischen Spannungen
 u_1 und u_2 gibt für den Momentanwert $u(t)$ der resul-
tierenden Spannung:

$$u(t) = u_1(t) + u_2(t).$$

Die Verteilungsfunktion $P(u)$
dieser resultierenden Span-
nung kann aus den Verteil-
ungsfunktionen $P_1(u_1)$ und
 $P_2(u_2)$ der inkohärenten Teil-
spannungen berechnet wer-
den: Die Wahrscheinlichkeit
gleichzeitig die erste Span-
nung im Intervall zwischen
 u_1 und $u_1 + du_1$ sowie die
zweite Spannung im Intervall zwischen
 u_2 und $u_2 + du_2$ anzutreffen, ist:

$$P_1(u_1) \cdot P_2(u_2) \cdot du_1 \cdot du_2. \quad (6)$$

Der hierbei auftretende Wert der resultierenden Span-
nung $u = u_1 + u_2$ wird jedoch noch durch andere
Wertepaare der Teilspannungen geliefert. Die Wahr-
scheinlichkeit $P(u) du$ dafür, daß die resultierende
Spannung Werte zwischen u und $u + du$ zeigt, ist
daher durch das Integral über den Ausdruck (6) ge-
geben, wobei unter Berücksichtigung der Neben-
bedingung $u_1 + u_2 = \text{const} = u$ zu integrieren ist. In
der obenstehenden Abb. 3 erstreckt sich das Integral
längs des Streifens, der unter 45° zu den Achsen liegt
und der in Richtung u_2 die Breite $du = du_2$ hat. Das
schraffierte Parallelogramm ist gleich dem Flächene-
lement $du_1 \cdot du_2 = du_1 \cdot du$ von Ausdruck (6). Man
erhält daher:

$$P(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_1(u_1) \cdot P_2(u - u_1) \cdot du_1. \quad (7)$$

Diese Gleichung gestattet, die Verteilungsfunktion
 $P(u)$ einer Spannung zu berechnen, die durch Addition
zweier inkohärenter Spannungen u_1 und u_2 entsteht.
Sie liefert unter der Annahme $\bar{u}_1 = \bar{u}_2 = 0$ für die
Mittelwerte der resultierenden Spannung:

$$\left. \begin{aligned} \bar{u} &= \bar{u}_1 + \bar{u}_2 = 0 \\ u_{eff} &= \sqrt{u_{eff,1}^2 + u_{eff,2}^2} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

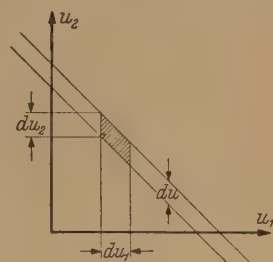


Abb. 3. Zur Integration von
Ausdruck (6) unter der
Bedingung $u_1 + u_2 = \text{const}$.

2. GAUSS-Verteilung.

Zwei Spannungen deren Verteilungsfunktionen durch Kurven derselben Form beschrieben werden, ergeben durch Addition eine resultierende Spannung u mit einer Verteilungsfunktion $P(u)$, die im allgemeinen eine andere Form zeigt. Die Form der Verteilungsfunktion bleibt jedoch erhalten, wenn diese eine GAUSS-Funktion ist: Die Addition zweier inkohärenter Spannungen mit GAUSS-Verteilungen, liefert eine Spannung, die wieder eine GAUSS-Verteilung zeigt.

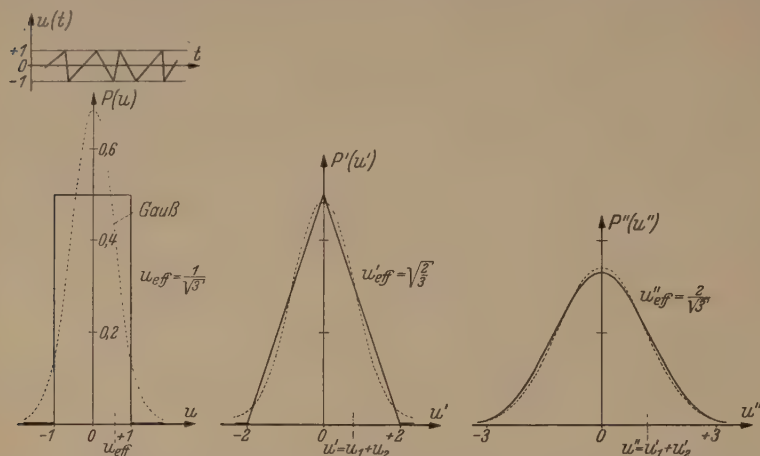


Abb. 4. Addition mehrerer inkohärenter Sägezahnspannungen; vier Spannungen ergeben eine Verteilungsfunktion $P''(u'')$ die nur noch wenig von der GAUSS-Kurve abweicht.

$$\begin{aligned} P''(u'') &= \frac{1}{3} - \frac{u''^2}{8} + \frac{|u''|^3}{32} & |u''| \leq 2 \\ P''(u'') &= \frac{2}{3} - \frac{|u''|^2}{2} + \frac{u''^2}{8} - \frac{|u''|^3}{96} & 2 \leq |u''| \leq 4 \\ P''(u'') &= 0 & |u''| \geq 4 \end{aligned}$$

Die GAUSS-Verteilung hat folgende Form (vgl. Abb. 4):

$$\left. \begin{aligned} P(u) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} u_{eff}} \cdot \exp \left[-\frac{u^2}{2u_{eff}^2} \right], \\ \bar{u} &= 0 \quad \bar{u}^2 = u_{eff}^2. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Wendet man nämlich die Gl. (7) auf zwei „GAUSS-Spannungen“ $P_1(u_1)$ und $P_2(u_2)$ mit den Werten $u_{eff,1}$ und $u_{eff,2}$ an, für die also jeweils die durch Gl. (9) beschriebene Verteilungsfunktion gilt, so erhält man nach einigen Zwischenrechnungen für die Verteilungsfunktion der resultierenden Spannung:

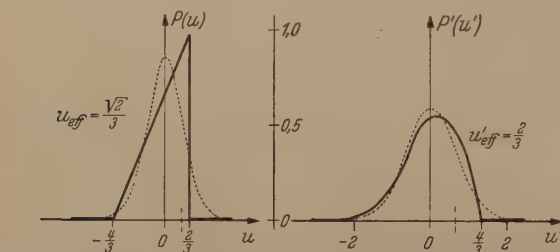


Abb. 5. Addition zweier inkohärenter Spannungen mit unsymmetrischer Verteilungsfunktion; sofern kein Gleichspannungsanteil enthalten ist, nähert sich die Verteilungsfunktion rasch einer symmetrischen GAUSS-Kurve.

bzw. $u_{eff,2}$ an, für die also jeweils die durch Gl. (9) beschriebene Verteilungsfunktion gilt, so erhält man nach einigen Zwischenrechnungen für die Verteilungsfunktion der resultierenden Spannung:

$$\left. \begin{aligned} P(u) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sqrt{u_{eff,1}^2 + u_{eff,2}^2}} \\ &\times \exp \left[-\frac{u^2}{2(u_{eff,1}^2 + u_{eff,2}^2)} \right] \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Gl. (10) ist wieder eine GAUSS-Verteilung mit einem Effektivwert, der sich nach der allgemein gültigen Gl. (8) aus den Teilspannungen zusammensetzt.

Dieses Ergebnis ist ein Spezialfall des aus Wahrscheinlichkeitsrechnung bekannten Fundamentalsatzes (vgl. z. B. [3], [4]), der hier so ausgesprochen werden kann: Die Summenbildung aus N Spannungen mit beliebigen Verteilungsfunktionen ergibt bei großem N eine resultierende Spannung mit GAUSS-Verteilung. Hierbei muß vorausgesetzt werden:

a) daß die Teilspannungen „gleichmäßig“ resultierenden Effektivwert beitragen, d. h. daß der einzelnen Teilspannungen einen Effektivwert beizutragen, der von derselben Größenordnung ist, wie derjenige der resultierenden Spannung;

b) daß die Maximalamplitude jeder Teilspannung klein ist, verglichen mit dem Effektivwert der resultierenden Spannung.

Die GAUSS-Verteilung stellt also die Grenzfunktion bei Addition mehrerer Spannungen dar. Daraus folgt unmittelbar, daß die Addition zweier Gauß-Spannungen wieder eine GAUSS-Spannung ergibt.

Die beiden Beispiele der Abb. 4 und 5 zeigen, daß die Addition von nur einer inkohärenten Teilspannung eine Amplitudenverteilung liefert, die praktisch mit der GAUSS-Kurve übereinstimmt. In Abb. 4 ist eine rechteckige Verteilungsfunktion dargestellt. Sie entspricht einer sägezahnförmigen Spannung der Maximalamplitude 1 ($u_{eff} = 1/\sqrt{3}$). Diese Verteilungsfunktion

weicht sehr stark von der GAUSSschen Glockenkurve ab, die zum gleichen Effektivwert gehört. Die Addition zweier solcher Spannungen nach Gl. (9) liefert eine dreieckförmige Verteilungskurve mit der Maximalamplitude 2 . Diese Amplitude tritt im allgemeinen dann auf, wenn sich zufällig die Spitzen beider Teilspannungen überlagern. Die dreieckförmige Verteilung weicht bereits weniger von der zugehörigen GAUSS-Kurve ($u_{eff} = \sqrt{2}/3$) ab. Setzt man das Verfahren fort, indem man zwei Spannungen mit dreieckförmiger Verteilung addiert, so erhält man eine Kurve, die sich nur noch sehr wenig von der GAUSS-Funktion unterscheidet. Da jede der beiden Spannungen eine dreieckförmige Verteilungsfunktion ihrerseits darstellt, führt also die Addition zweier Sägezahnspannungen zu einer dreieckförmigen Verteilung. Die Addition zweier dreieckförmiger Spannungen führt also die Addition von nur vier inkohärenten Sägezahnspannungen praktisch zu einer GAUSS-Verteilung.

In Abb. 5 ist ein weiteres Beispiel dargestellt, dem die Spannung eine unsymmetrische Verteilungsfunktion zeigt, ohne jedoch einen Gleichspannungsanteil zu enthalten ($\bar{u} = 0$). Die Addition zweier solcher Spannungen liefert eine Verteilungskurve, die erkennen läßt, wie sich der Übergang von der unsymmetrischen Verteilung zur symmetrischen GAUSS-Verteilung bei Addition mehrerer Spannungen vollzieht.

IV. Folgerungen.

Die vorhergehenden Überlegungen lassen erkennen, daß der GAUSSschen Amplitudenverteilung bei der Beschreibung von Rauschspannungen eine besondere Bedeutung zukommt. Diese wird nämlich immer dann auftritt, wenn die beobachtete Spannung durch das Zusammenwirken

ken einer sehr großen Zahl von inkohärenten Teil-
kten erzeugt wird, wie dies z. B. beim thermischen
erstandsrauschen der Fall ist. Durch die Ergeb-
e der unten beschriebenen Messungen wird dies be-
igt.

Die Gültigkeit der GAUSSschen Verteilungsfunktion
f jedoch nicht auf beliebige Rauschspannungen
allgemeinert werden. Es ist vielmehr zu prüfen,
er welchen Bedingungen dieselbe zu erwarten ist¹.
in den Abb. 4 und 5 dargestellten Beispiele der
dition zweier inkohärenter Spannungen haben ge-
t, daß die Vergrößerung der möglichen Maximal-
plitude, die schließlich zur GAUSS-Verteilung führt,
ch die Summe von zwei Momentanwerten gleichen
zeichens erzeugt wird. Für eine Impulsfolge ist
er dann eine GAUSS-Verteilung zu erwarten, wenn
Einzelimpulse so dicht aufeinander folgen, daß sie
wegen ihrer endlichen Dauer teilweise überdecken
(Abb. 6b). Bei dieser Überlappung der Einzel-
ulse addieren sich die Momentanwerte der Teil-
kte. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten
r Impulsüberlappung hängt einerseits von der
ndlichen Impulszahl n , andererseits von der Im-
sdauer τ ab. Sowohl eine hohe Impulsdichte, als
h eine große Dauer der Einzelimpulse begünstigen
Überlappung. Da die Impulsdauer τ wesentlich
der Filterung der Spannung abhängig ist (vgl.
Abb. 2), wird eine Rauschquelle mit einer bestimmten
impulsdichte um so eher eine Spannung mit GAUSS-
teilung liefern, je mehr die Einzelimpulse durch
e beschränkte Bandbreite der Übertragungsglieder
lich gedehnt werden. Die Gesetzmäßigkeit für die
istische Amplitudenverteilung hängt also sowohl
den Eigenschaften der Rauschquelle, als auch von
en des Filters ab, das die Spannung durchlaufen
. Der zahlenmäßige Zusammenhang ergibt sich
den folgenden Abschätzungen.

1. Impulse gleicher Form.

Abb. 6a zeigt das Beispiel einer statistischen Im-
psfolge. Alle Spannungsimpulse haben dieselbe
m (Maximalamplitude 1; Dauer τ). Die Impuls-
te sei n Impulse/sec, wobei angenommen werde,
ß der mittlere Impulsabstand $1/n$ groß gegenüber
Impulsdauer τ ist ($n\tau \ll 1$). Überlappungen
men dann, als wenig wahrscheinlich, vernachlässigt
den. Im Zeitintervall $T \gg 1/n$ hat man $n \cdot T$ Im-
se.

Der Effektivwert der Spannung ergibt sich aus
n mittleren Schwankungsquadrat:

$$\overline{u^2} = \frac{1}{T} \int_0^T u^2 dt = \frac{1}{T} \cdot n T \cdot \int_0^\tau u^2 dt = n \cdot \tau.$$

o:

$$u_{eff} = \sqrt{n \cdot \tau} \quad (11)$$

r sinusförmige bzw. sägezahnförmige Impulse erhält
n $\sqrt{\frac{n\tau}{2}}$ bzw. $\sqrt{\frac{n\tau}{3}}$.

Bisher war vorausgesetzt worden, daß die Impuls-
hte so gering ist, daß praktisch keine Überlappung

¹ Das hier behandelte Breitbandrauschen ist also nicht
istisch mit dem „Random-noise“ der amerikanischen
eratur, für das von vorneherein die Gültigkeit der GAUSS-
teilung vorausgesetzt wird (vgl. z. B. [5]).

auftritt ($n\tau \ll 1$). Eine Spannung mit größerer Dichte
derselben Impulse (Amplitude 1; Dauer τ) kann man
sich dadurch entstanden denken, daß mehrere Teil-
spannungen addiert werden, deren Impulsdichten
 $n_1; n_2; \dots; n_k; \dots$ sind, wobei $n_k \cdot \tau \ll 1$ ist. Für
den Effektivwert der resultierenden Spannung gilt
dann:

$$u_{eff}^2 = \sum_k u_{eff,k}^2 = \tau \cdot \sum_k n_k = n \cdot \tau$$

wobei n jetzt die gesamte Impulsdichte ist.

Diese Addition inkohärenter Spannungen ergibt
im Grenzfall eine GAUSS-Verteilung, sofern die Voraus-
setzungen für die Gültigkeit des Fundamentalsatzes
erfüllt sind. Insbesondere muß nach der oben er-
wähnten Bedingung b) der resultierende Effektivwert
 $\sqrt{n \cdot \tau}$ groß sein gegen die Amplituden der Teilspan-
nungen, die hier gleich 1 sind. Die Bedingung für das

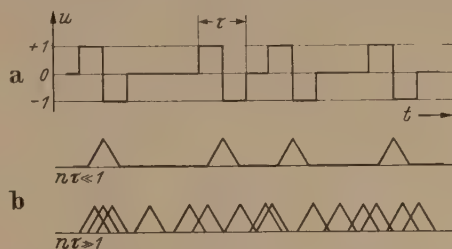


Abb. 6. a) Unregelmäßige Folge von Impulsen der Dauer τ ,
b) Impulsüberlappung: n Impulse/sec; Impulsdauer τ ; die Über-
lappungswahrscheinlichkeit hängt vom Produkt $n \cdot \tau$ ab.

Auftreten der GAUSS-Verteilung ist daher $n\tau \gg 1$.
Man kann als kritische Impulsdichte, die den Über-
gang zur GAUSS-Verteilung bestimmt, den Wert
 $n_{krit} = 1/\tau$ ansehen.

2. Kritische Impulsdichte.

Der Übergang zur GAUSS-Verteilung mit wachsen-
der Impulsdichte n ist an das Auftreten von Über-
lappungen gebunden. Die Wahrscheinlichkeit W_i
für das Auftreten einer Überlappung ist gleich der
Wahrscheinlichkeit dafür, daß zu einem gegebenen
Zeitpunkt ein Zustand angetroffen wird, bei dem
mindestens zwei Impulse überlagert sind. Diese Wahr-
scheinlichkeit ist:

$$W_i = W(2) + W(3) + W(4) + \dots \quad (12)$$

$$= 1 - [W(0) + W(1)].$$

Im Zeitintervall T sind $nT \gg 1$ Impulse enthalten.
Die Wahrscheinlichkeit für das Antreffen eines
speziellen Impulses der Dauer τ ist τ/T (unter An-
nahme konstanter Wahrscheinlichkeitsdichte für das
ganze Zeitintervall, was als Definition der hier als
„statistisch“ bezeichneten Impulsfolge angesehen
werden kann). Die Wahrscheinlichkeit für den Zu-
stand ohne Impuls ist daher:

$$W(0) = \left(1 - \frac{\tau}{T}\right)^{nT}$$

Oder mit $\frac{T}{\tau} = Z \gg 1$

$$W(0) = \left(1 - \frac{1}{Z}\right)^{Z \cdot n\tau} \approx e^{-n\tau} \quad (13)$$

Die Wahrscheinlichkeit $W(1)$ genau einen Impuls an-
zutreffen ist:

$$W(1) = nT \cdot \left(\frac{\tau}{T}\right) \cdot \left(1 - \frac{\tau}{T}\right)^{nT-1} \approx n\tau \cdot e^{-n\tau} \quad (14)$$

Gl. (12) wird daher:

$$W_u \approx 1 - (1 + n\tau) \cdot e^{-n\tau} \quad (15)$$

Für den Impuls der Abb. 2 ist $\tau \approx 4 \cdot 10^{-4}$ sec. Man erhält für diesen Fall aus Gl. (15) für W_u in Abhängigkeit von der Impulsdichte n die in Abb. 7 dargestellte Kurve. Für kleine Werte von n ist W_u sehr

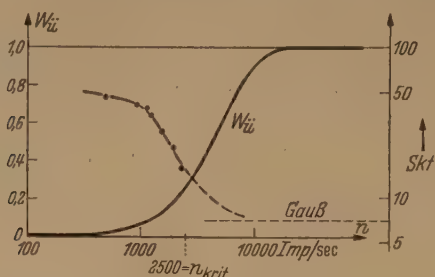


Abb. 7. Theoretische Abhängigkeit der Überlappungswahrscheinlichkeit W_u von der Impulsdichte n für eine Impulsdauer $\tau = 4 \cdot 10^{-4}$ sec; — — — — beobachteter Übergang zur GAUSS-Verteilung bei steigender Impulsdichte (abgelesene Skalenteile bei der Amplitudenanalyse für $E = 8,5$ Volt aus Abb. 15).

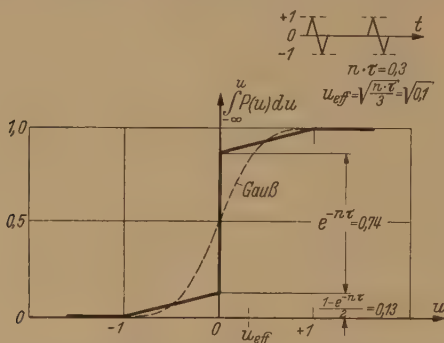


Abb. 8. Integrale Wahrscheinlichkeit für eine geringe Impulsdichte (Sägezahnimpulse mit $n \cdot \tau = 0,3$); der Spannungswert Null hat die Wahrscheinlichkeit 0,74, so daß die Kurve stark von der zum gleichen Effektivwert gehörenden GAUSS-Verteilung abweicht.

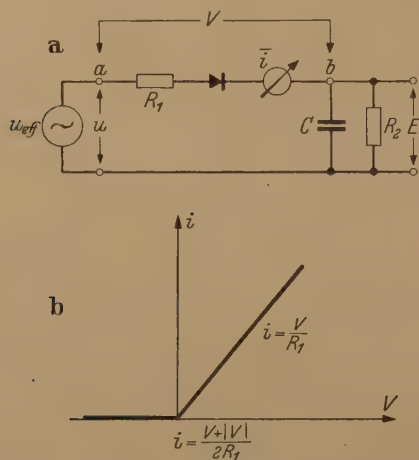


Abb. 9. a) Meßgleichrichterschaltung. b) Lineare Kennlinie für die zwischen den Punkten a und b gemessene Spannung V .

klein, d. h. Überlappungen treten praktisch nicht auf, für große n -Werte ist $W_u \approx 1$ und damit die Überlappung praktisch sicher. Der Übergang erfolgt in der Nähe der kritischen Impulsdichte

$$n_{krit} = 1/\tau = 2500 \text{ Impulse/sec.}$$

3. Ungleiche Impulse.

Bei geringer Impulsdichte ($n\tau < 1$) treten häufig Lücken zwischen den Impulsen auf, in denen die Spannung Null ist. Nach Gl. (13) ist z. B. für $n = 0,3 \cdot 1/\tau$

die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Spannungswert $u = 0$ angetroffen wird $e^{-0,3} = 0,74$. Für exakten Wert $u = 0$ besteht also eine endliche Wahrscheinlichkeit, so daß die Verteilungsfunktion $P(u)$ dieser Stelle unendlich wird. Von der Gesamtwahrscheinlichkeit 1 entfällt der Anteil $e^{-n\tau} = 0,74$ auf den Zustand $u = 0$, während sich der Anteil $(1 - e^{-n\tau}) = 0,26$ auf die Spannungswerte $u \neq 0$ verteilt und je nach der Form der Impulse (Abb. 8). Die geringe Impulsdichte bedingt eine Verteilungsfunktion, stark von der GAUSS-Verteilung abweichend.

Diese charakteristische Abweichung von der GAUSS-Verteilung ist lediglich eine Folge der mangelnden Impulsüberlappung. Sie ist daher nicht auf den Fall von Impulsen gleicher Form beschränkt. Für kleinen $n\tau$ -Werten sind derartige Abweichungen von der GAUSS-Verteilung auch in dem allgemeinen Fall zu erwarten, wo die Spannung aus Impulsen ungleicher Größe und Form besteht. Insbesondere können die Maximalamplituden der Einzelimpulse selbst eine statistische Verteilung zeigen und die Impulsdichte kann um einen Mittelwert streuen. Die Größe $n\tau$ zieht sich dann auf diesen Mittelwert.

V. Gleichrichtung der Rauschspannung.

Eine Gleichrichterschaltung liefert eine Spannung, die von der Gesetzmäßigkeit für die Amplitudenverteilung der Wechselspannung abhängig ist. Dieser Umstand wird bei periodischen Spannungen durch den Formfaktor berücksichtigt. Im folgenden wird dieser Einfluß der Verteilungsfunktion lediglich im Fall linearer Gleichrichtung untersucht werden. Eine Übertragung auf andere Kennlinien ist offensichtlich weiteres möglich (vgl. hierzu VI, 1).

In Abb. 9a ist eine Gleichrichterschaltung dargestellt, bei der die Wechselspannung u_{eff} am Widerstand R_2 die Gleichspannung E erzeugt. Durch den großen Kondensator C wird die Spannung so glättet, daß sie praktisch keine Schwankungen mehr aufweist. Der Einfachheit halber wird angenommen, daß die Schaltung hochohmig gegenüber dem Generator ist, so daß die Spannung zwischen den Punkten a und b, so daß der Widerstand R_1 sowohl die Neigung der Kennlinie des Gleichrichters selbst, als auch etwaige Serienwiderstände darstellt (der fiktive Gleichrichter in Abb. 9a hat also den Durchlaßwiderstand Null und den Sperrwiderstand unendlich, die Neigung seiner realen Kennlinie ist in der Realität durch die Größe R_1 mit enthalten). Der Momentanwert u des Generators liefert die Spannung:

$$V(t) = u(t) - E.$$

Für den Gleichrichterstrom gilt dann:

$$i = \frac{V + |V|}{2 \cdot R_1} = \frac{(u - E)_{>0}}{R_1}.$$

Dieser Strom fließt über den Widerstand R_2 ab, so daß sich als Bedingung zwischen Eingangs- und Ausgangsspannung ergibt:

$$\frac{(u - E)_{>0}}{R_1} = \frac{E}{R_2}$$

oder, wenn man auf den Effektivwert der Wechselspannung übergeht:

nung bezieht:

$$\frac{(u - E)_{>0}}{u_{eff}} = \frac{R_1}{R_2} \cdot \frac{E}{u_{eff}} \quad (17)$$

Bei tritt der Mittelwert all der Spannungen auf, das Niveau E überragen. Er kann nach Gl. (5) der Amplitudenverteilung $P(u)$ berechnet werden:

$$\overline{(u - E)_{>0}} = \int_E^\infty (u - E) \cdot P(u) du \quad (18)$$

den Fall der GAUSS-Verteilung nach Gl. (9) ergibt man:

$$\begin{aligned} \overline{(u - E)_{>0}} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot u_{eff}} \int_E^\infty (u - E) \cdot \exp\left[-\frac{u^2}{2 \cdot u_{eff}^2}\right] du \\ \overline{(u - E)_{>0}} &= \frac{u_{eff}}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \int_{E/\sqrt{2} \cdot u_{eff}}^\infty 2\xi \cdot \exp[-\xi^2] d\xi \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{E}{u_{eff}} \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_{E/\sqrt{2} \cdot u_{eff}}^\infty \exp[-\xi^2] d\xi \right\} \\ &\quad \left(\text{mit } \xi = \frac{u}{\sqrt{2} \cdot u_{eff}} \right). \end{aligned}$$

art man die bekannte Fehlerfunktion

$$\Theta(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta \exp[-\xi^2] d\xi$$

so erhält man wegen $\Theta(\infty) = 1$:

$$\frac{(u - E)_{>0}}{u_{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \exp\left[-\frac{E^2}{2 \cdot u_{eff}^2}\right] - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{E}{u_{eff}} \cdot \left(1 - \Theta\left[\frac{E}{\sqrt{2} \cdot u_{eff}}\right]\right) \right\} \quad (19)$$

rechte Seite dieser Beziehung hängt lediglich von Größe E/u_{eff} ab.

Für jede andere Gesetzmäßigkeit der Amplitudenverteilung erhält man eine analoge Beziehung der allgemeinen Form:

$$\frac{(u - E)_{>0}}{u_{eff}} = f\left(\frac{E}{u_{eff}}\right) \quad (20)$$

Die Funktion f ist charakteristisch für die jeweilige Amplitudenverteilung. Sie ist z. B. für eine sinusförmige Wechselspannung:

$$f\left(\frac{E}{u_{eff}}\right) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} (\sin \alpha - \alpha \cdot \cos \alpha) \quad (21)$$

bei $\cos \alpha = \frac{E}{\sqrt{2} \cdot u_{eff}}$ ist.

In Abb. 10 ist die Funktion $f\left(\frac{E}{u_{eff}}\right)$ für Wechselspannungen mit vier verschiedenen Formen dargestellt. Die Kurve für ein bestimmtes Verteilungsgesetz stellt die linke Seite der Gl. (17) als Funktion E/u_{eff} dar. Die rechte Seite entspricht den in Abb. 10 eingetragenen Geraden, so daß aus den Schnittpunkten für jeden Wert von R_1/R_2 die Lösung der Gl. (17) abgelesen werden kann. Auf diese Weise erhält man die Kennlinien für lineare Gleichrichtung,

die in Abb. 11 dargestellt sind.¹ Die Abb. 10 und 11 zeigen, daß sich bei sehr großem Lastwiderstand (d. h. $R_1/R_2 \rightarrow 0$) für eine Sinusspannung die sog. „Spitzenwertgleichrichtung“ ergibt, bei der $E = \sqrt{2} \cdot u_{eff}$ wird. Bei einer Spannung mit GAUSS-Verteilung steigt in diesem Fall die gleichgerichtete Spannung E beliebig hoch an. Für Kurzschluß

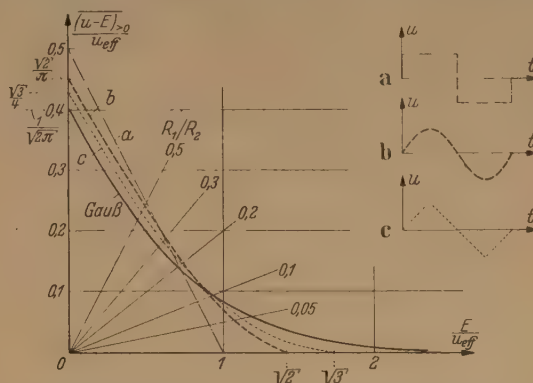


Abb. 10. Wirksamer Mittelwert bei linearer Gleichrichtung für verschiedene Formen der Spannungscurve; Abszisse ist die auf den Effektivwert normierte gleichgerichtete Spannung; die Ordinatenwerte bestimmen den Gleichrichterstrom; die Geraden stellen die rechte Seite von Gleichung (17) dar, so daß der Schnittpunkt die Lösung dieser Gleichung für eine gegebene Schaltung ergibt.

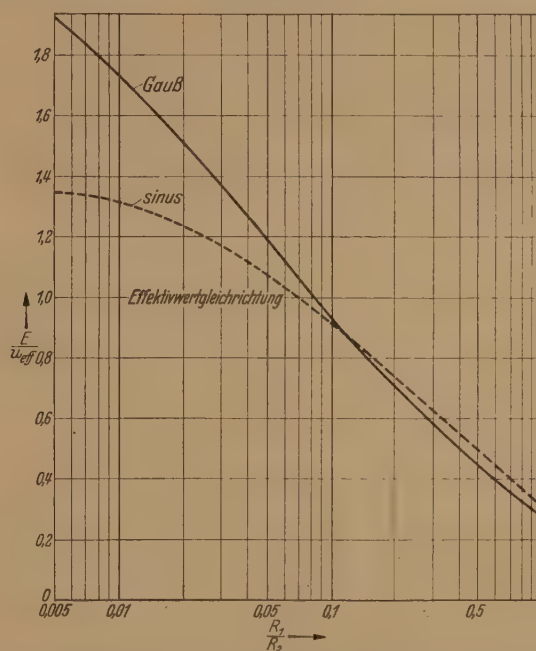


Abb. 11. Kennlinien der linearen Gleichrichterschaltung für Sinus-Spannung und GAUSS-Verteilung; R_1 Durchlaßwiderstand des Gleichrichters; R_2 Lastwiderstand; u_{eff} Eingangswechselspannung; E Ausgangsgleichspannung.

($R_2 = 0$; $E = 0$) wird bei einer GAUSS-Spannung nach Gl. (16) und (19):

$$\bar{i} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{u_{eff}}{R_1} \approx 0,40 \cdot \frac{u_{eff}}{R_1} \quad (22)$$

bei einer Sinusspannung nach Gl. (16) und (21):

$$\bar{i} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{u_{eff}}{R_1} \approx 0,45 \cdot \frac{u_{eff}}{R_1} \quad (23)$$

Die Kurzschlußströme betragen also 40% bzw. 45% des Stromes, der bei Anlegen einer ebenso großen Gleichspannung auftritt. Dieser Faktor gestattet

¹ Ein bestimmter Wert für das Widerstandsverhältnis liefert $E = u_{eff}$; sog. „Effektivwertgleichrichtung“. Der hierfür notwendige Wert von R_1/R_2 ist von der Verteilungsfunktion abhängig.

durch eine einfache Messung Spannungen mit verschiedenen Verteilungsfunktionen voneinander zu unterscheiden.

VI. Messung der Verteilungsfunktion.

Die in Gl. (20) und Abb. 10 dargestellte Funktion ist charakteristisch für die Amplitudenverteilung einer Spannung. Es ist daher naheliegend, diese Gesetz-

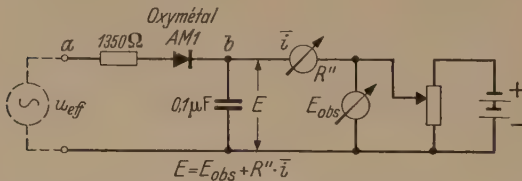


Abb. 12. Schaltung zur Messung der Amplitudenverteilung; der mittlere Gleichrichterstrom \bar{i} wird als Funktion der Gegenspannung E gemessen.

mäßigkeit zur Untersuchung der Verteilungsfunktion von Rauschspannungen zu verwenden. Abb. 12 zeigt die Meßmethode, bei der für jeden Wert der veränderlichen Gegenspannung E der mittlere Gleichrichterstrom \bar{i} beobachtet wird. Trägt man \bar{i} über E auf, so erhält man für einen linearen Gleichrichter eine Kurve, die unmittelbar der Abb. 10 entspricht (bis auf die konstanten Faktoren u_{eff} und R_1).

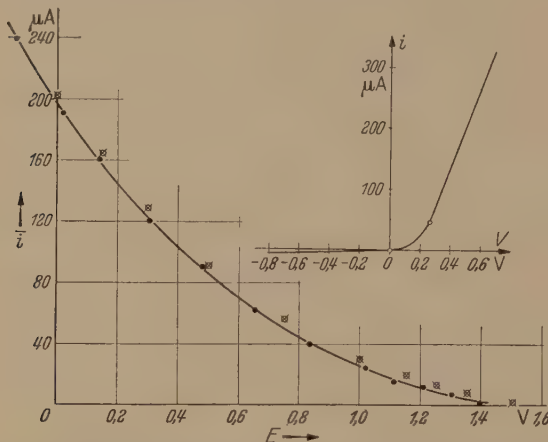


Abb. 13. Amplitudenanalyse der von einem Rauschgenerator gelieferten Spannung mit Schaltung nach Abb. 12; — — — — — gemessene Kurve; \oplus Werte nach Gleichung (26), d. h. unter Annahme einer GAUSS-Verteilung aus der statischen Gleichrichterkennlinie berechnet.

Bei genauen Messungen ist die Abweichung der Kennlinie des verwendeten Gleichrichters von der linearen Idealform zu berücksichtigen. Dies ist für die folgende Untersuchung geschehen, bei der die GAUSS-Verteilung für „Elektronenrauschen“ (thermisches Widerstandsrauschen und Röhrenrauschen) bestätigt wurde. Zur raschen Ermittlung der Verteilungsfunktion anderer Rauschspannungen, hat es sich als zweckmäßig erwiesen, das Elektronenrauschen als Vergleich zu nehmen, d. h. die Abweichungen von der GAUSS-Verteilung zu beobachten.

1. Amplitudenverteilung von Elektronenrauschen.

Untersucht wurde ein Rauschgenerator, der aus einem mehrstufigen Breitbandverstärker besteht (5 kHz — 40 kHz). Das Eigenbandrauschen (Widerstandsrauschen und Röhrenrauschen) liefert die vom Generator abgegebene Spannung. Sie wurde mit Hilfe eines Thermoumformers auf $u_{eff} = 1$ Volt eingestellt und zwar bei der für die Messung vorliegenden Belastung

(konstante Grundlast von 600 Ω am Generatorausgang dazu parallel die hochohmige Meßschaltung).

An der Meßeinrichtung (vgl. Abb. 12) wurden verschiedene Spannungswerte E_{obs} eingestellt und dazugehörigen Ströme \bar{i} abgelesen. Durch Addition des Spannungsabfalles am Meßinstrument ergibt die Spannung E am Kondensator. Der Stromfunktion dieser Spannung ist in Abb. 13 dargestellt. Die Kurve zeigt das allmähliche Absinken des Stroms mit wachsender Gegenspannung.

Zur Berechnung der theoretischen Kurve — unter Zugrundelegen einer GAUSS-Verteilung — wurde gemessene statische Kennlinie der Gleichrichterschaltung verwendet (vgl. Abb. 13; zur „Linearisierung“ wurde ein Serienwiderstand zugeschaltet, der in die Neigung der Kennlinie bereits mit berücksichtigt ist). Diese gemessene Kennlinie läßt sich durch folgende Gesetzmäßigkeit darstellen:

Sperr-Richtung

$$V \leq 0: \quad i = \frac{V}{R'} \quad \text{mit} \quad R' = 142 \text{ k}\Omega$$

Durchlaß-Richtung

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 \leq V \leq 0,26 \text{ Volt: } i = \frac{V}{R'} + \gamma V^2 \text{ mit } \gamma = 6,5 \cdot 10^{-4} \\ V \geq 0,26 \text{ Volt: } i = \frac{V - V_0}{R} \text{ mit } \left\{ \begin{array}{l} V_0 = 0,19 \text{ Volt} \\ R = 1,52 \text{ k}\Omega \end{array} \right. \end{array} \right.$$

Nennt man $P'(V)$ die statistische Verteilungsfunktion der am Gleichrichter liegenden Spannung V , so ist

$$\bar{i} = \int_{-\infty}^0 \frac{V}{R'} \cdot P'(V) dV + \int_0^{0,26} \left(\frac{V}{R'} + \gamma V^2 \right) \cdot P'(V) dV + \int_{0,26}^{\infty} \frac{V - V_0}{R} \cdot P'(V) dV$$

oder, wenn man die Verteilungsfunktion $P(u)$ der Generatorspannung u einführt und berücksichtigt, $V = u - E$ ist:

$$\bar{i} = \frac{1}{R'} \cdot \int_{-E}^{E+0,26} (u - E) \cdot P(u) du + \frac{1}{R} \cdot \int_{E+0,26}^{\infty} [u - (E + V_0)] \cdot P(u) du + \gamma \cdot \int_E^{E+0,26} (u - E)^2 \cdot P(u) du$$

Für eine GAUSS-Verteilung ist für $P(u)$ der Ausdruck einzusetzen. Man erhält für diesen Fall nach einigen Zwischenrechnungen:

$$\bar{i} = \frac{u_{eff}}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} - 0,26 \gamma + \gamma E \right] \cdot \exp(-\alpha^2) \\ - \frac{u_{eff}}{\sqrt{2\pi}} \gamma E \cdot \exp(-\beta^2) + \left[\frac{E + V_0}{2R} - \frac{E}{2R'} \right] \\ + \frac{\gamma \cdot u_{eff}^2}{2} + \frac{\gamma \cdot E^2}{2} \cdot \Theta(\alpha) \\ - \left[\frac{\gamma \cdot u_{eff}^2}{2} + \frac{\gamma \cdot E^2}{2} \right] \cdot \Theta(\beta) \\ - \left[\frac{E + V_0}{2R} + \frac{E}{2R'} \right] \end{array} \right\} \quad \left(\text{mit } \alpha = \frac{E + 0,26}{\sqrt{2} \cdot u_{eff}} \text{ und } \beta = \frac{E}{\sqrt{2} \cdot u_{eff}} \right)$$

etzt man $u_{eff} = 1$ Volt und die für den Gleich-
er geltenden Zahlenwerte (R ; R' ; γ und V_0) ein,
hält man aus Gl. (26) den theoretischen Zu-
nenhang zwischen der Gegenspannung E und dem
 n für den Fall einer GAUSS-Verteilung. Die für
 E -Werte berechneten Ströme sind in
13 eingetragen. Sie stimmen recht gut
der gemessenen Kurve überein, so daß
GAUSS-Verteilung für den verwendeten
chgenerator als gesichert angesehen
en kann.

Bemerkung: Die geringfügige systematische
ichung zwischen den beobachteten und den
etischen Werten in Abb. 13 ist — neben der
elnden Absolutgenauigkeit der zur Verfügung
nden Meßgeräte — wahrscheinlich darauf
zuführen, daß der Ausgangsgleichstrom-
stand des Generators (etwa 100 Ω) nicht
schlüssigbar klein gegenüber dem Widerstand
Meßschaltung ist. Orientierende Untersuchun-
haben gezeigt, daß beim Übergang zum Generator-
stand Null eine Erhöhung der gemessenen Werte um
e Prozent zu erwarten ist, also im Sinne einer Verrin-
g des festgestellten Unterschiedes.

Gerät zur Messung der Amplitudenverteilung.

ur Feststellung etwaiger Abweichungen der
litudenverteilung einer Rauschspannung von der
ss-Funktion wird eine Einrichtung verwendet, die
leichmessungen ermöglicht. Abb. 14 zeigt das
infachte Schaltschema. Eine Eingangsstufe sorgt
r, daß der Gleichrichterkreis unabhängig ist von
Impedanz der zu untersuchenden Spannungs-
le. Die am Widerstand R liegende Wechselspan-
g liefert mit Hilfe einer Diode den gleichgerichteten
m. Dieser wird als Spannungsabfall am Wider-
d R' durch ein Röhrenvoltmeter gemessen. Zur
eige dient ein Milliampereometer oder ein Schleifen-
lograph. Der Drehschalter S gestattet zusätz-
e Gegenspannungen in sieben Stufen von $E = 0$
 $E = 9$ Volt einzustellen.

Bei Durchführung einer Amplitudenanalyse wird
ichst für $E = 0$ das Eingangspotentiometer P so
eregt, daß das Milliampereometer MA 100 Skalen-
anzeigt. Für wachsende Werte der Spannung E
len dann die Skalenteile abgelesen. Zur Analyse
Geräuschen, die nur kurzzeitig beobachtet werden
en, oder deren Intensität sich rasch ändert, wird
er Vorgang in etwa 3 sec oscillographiert (die not-
dige Zeit hängt von der kleinstmöglichen Zeit-
stanten des Gleichrichterkreises ab; die hier an-
eben Werte beziehen sich auf Rauschspannungen,
durch die Filterkurve der Abb. 2 gekennzeichnet
).

Als Ergebnis erhält man eine Kurve, in der die
skalenteile als Funktion der Spannung E dargestellt
(Abb. 15). Um den Unterschied gegenüber der
ss-Verteilung besonders augenfällig in Erschei-
g treten zu lassen, sind in Abb. 15 die Skalenteile
logarithmischem Maßstab über der Größe

$$[(E + 1)^{1.7} - 1]$$

etragen. Dieser Maßstab ist so gewählt, daß man
dem verwendeten Meßgerät für das Elektronen-
schen eine gerade Linie erhält. Zum Vergleich ist
Abb. 15 das Ergebnis für eine Sinusspannung mit
getragen.

VII. Ergebnisse mit anderen Rauschspannungen.

Die Ergebnisse, die hier mitgeteilt werden, be-
ziehen sich lediglich auf ein spezielles Kavitations-
geräusch, sowie auf Messungen, die zur Bestätigung der
obigen Überlegungen durchgeführt wurden.

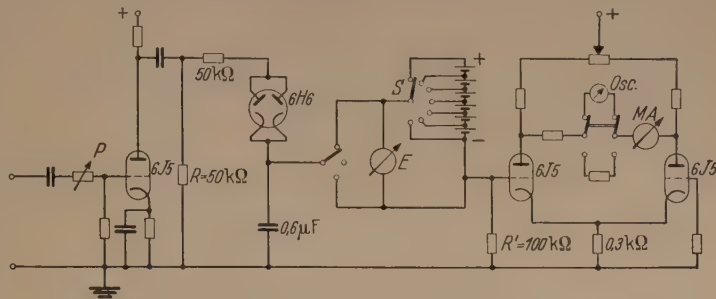


Abb. 14. Gerät zur Amplitudenanalyse; durch Schalter S wählbare Gegenspannung E ; Ablesung der gleichgerichteten Spannung am Milliampereometer MA.

1. Rauschspannungen mit verschiedenen Impulsdichten.

Die Impulse wurden in bekannter Weise durch eine
Kondensatorentladung über eine Glühlampe erzeugt.
Die Aufladung erfolgte jedoch nicht, wie bei Erzeugung
regelmäßiger Kippschwingungen, durch einen Gleich-

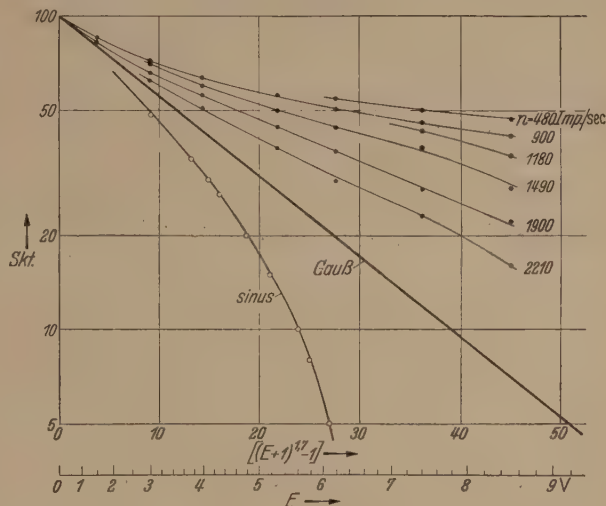


Abb. 15. Analyse von Spannungen; gleichgerichtete Spannung über der Gegenspannung in Maßstäben aufgetragen, die für die GAUSS-Verteilung (Rauschgenerator) eine Gerade ergeben; experimentelle Ergebnisse für die Sinus-Spannung und für künstlich erzeugte Impulsfolgen verschiedener mittlerer Impulsdichte.

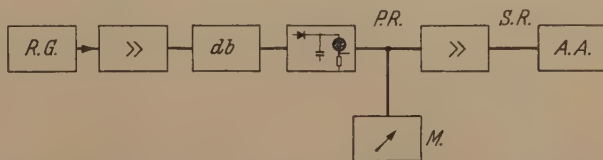


Abb. 16. Anordnung zur Erzeugung und Untersuchung einer unregelmäßigen Impulsfolge; die vom Rauschgenerator R. G. über einen Verstärker und eine Eichleitung (meßbare Abschwächung in db) gelieferte Spannung erzeugt über einen Gleichrichter einen unregelmäßigen Ladestrom für die Kippschaltung. Diese entstehende primäre Impulsfolge P. R. wird hinter dem Meßverstärker als gefilterte sekundäre Rauschspannung S. R. im Amplitudenanalysator A. A. untersucht; die sekundäre Impulszahl, die an der Eichleitung variiert werden kann, wird im Mittelwertanzeiger M abgelesen (Eichung mit periodischen Impulsen und Frequenzvergleich im Kathodenstrahl-oscillographen).

strom, sondern durch einen gleichgerichteten und nicht
geglätteten Rauschstrom (von dem oben erwähnten
Rauschgenerator geliefert; Abb. 16). Auf diese Weise
erhält man eine unregelmäßige Folge von Impulsen
ungefähr gleicher Form, die bei den hier beschriebenen
Messungen eine Dauer von etwa $3 \cdot 10^{-5}$ sec hatten.
(Die im theoretischen Teil vorausgesetzte Unab-

hängigkeit der Auslösezeiten benachbarter Einzelimpulse ist allerdings nicht vollständig gewährleistet.) Durch Veränderung der Ladespannung kann die sekundliche Impulszahl n verändert werden. Diese Impulsdichte wird jeweils durch eine Mittelwertmessung der Spannung bestimmt (z.B. nach Gl. (11) aus dem Effektivwert).

Man erhält mit diesem Verfahren eine Rauschspannung, die aus Impulsen etwa gleicher Form und wählbarer Impulsdichte n gebildet wird. Diese primäre Spannung wird an den Eingang des Verstärkers gelegt, dessen Filterkurve in Abb. 2 dargestellt ist. Am Verstärkerausgang tritt dann eine neue Rauschspannung auf, die aus Einzelimpulsen viel längerer Dauer ($\tau \approx 4 \cdot 10^{-4}$ sec) besteht. Diese können sich bei genügend hohen Impulsdichten überlappen. Das Frequenzspektrum dieser sekundären Spannung ist fast ausschließlich durch dasjenige des Filters bestimmt.

Die Amplitudenanalyse der sekundären Spannung ergibt für verschiedene Impulsdichten n die in Abb. 15 dargestellten Kurven. Bei geringen n -Werten zeigt sich eine starke Abweichung von der GAUSS-Kurve. Die Kurven nähern sich mit wachsender Impulsdichte der GAUSS-Verteilung. Abb. 7 zeigt die für $E = 8,5$ Volt Gegenspannung aus der Abb. 15 entnommenen Werte in Abhängigkeit von der Impulsdichte n . Die Punkte liegen auf einer Kurve, die in der Nähe der kritischen Impulsdichte in den Wert einmündet, der für die GAUSS-Verteilung gilt.

Es seien noch folgende experimentelle Feststellungen erwähnt, die aus dem Vorhergehenden ohne weiteres verständlich sind: Eine Rauschspannung mit GAUSS-Verteilung ergibt nach Durchlaufen linearer Übertragungsglieder wieder eine Spannung mit GAUSS-Verteilung. Hingegen wird bei nicht GAUSSschen Spannungen dabei die Verteilungsfunktion im allgemeinen verändert. Diese Veränderung erfolgt im Sinne einer Annäherung an die GAUSS-Kurve. Ein ähnlicher Effekt tritt auf, wenn man akustische Messungen in einem nicht völlig echofreien Raum ausführt: Die Verteilungsfunktion eines nicht GAUSSschen Geräusches verschiebt sich durch das Hinzutreten der Echobeiträge in Richtung zur GAUSS-Kurve.

Eine besondere Bedeutung erlangt die Verteilungsfunktion einer Spannung natürlich auch im Hinblick auf die mögliche Übersteuerung von Verstärkern: Bei geringer Impulsdichte treten hohe Spitzen auf, die bereits bei kleinen Effektivwerten der Spannung eine Übersteuerung verursachen.

2. Kavitationsgeräusch.

Nach OSBORNE und HOLLAND [6] kann ein Unterwassergeräusch dadurch erzeugt werden, daß man

einen stromdurchflossenen Draht ins Wasser hält. Das auftretende Breitbandrauschen entsteht durch Dampfblasenbildung an der heißen Drahtoberfläche also durch einen der Kavitation ähnlichen Vorgang. Die Untersuchung mit dem oben beschriebenen Meßgerät hat für dieses Geräusch eine GAUSS-Verteilung ergeben (bei Filterung nach Abb. 2).

Zusammenfassung.

Die Kennzeichnung einer Rauschspannung allein durch die Energieverteilung im Frequenzspektrum ist in vielen Fällen nicht ausreichend. Es ist daher notwendig, außerdem die Gesetzmäßigkeit für statistische Amplitudenverteilung festzustellen. In zahlreichen praktischen Fällen — jedoch nicht in allen — ist die Verteilungsfunktion der Rauschspannung eine GAUSS-Kurve.

Die Bedingungen für das Auftreten von Abweichungen von der GAUSS-Verteilung werden theoretisch untersucht, wobei sich zeigt, daß sowohl die Daten der Rauschquelle als auch die frequenzmäßigen Eigenschaften des Übertragungssystems in die statistische Verteilungsfunktion eingehen.

Die strenge Gültigkeit der GAUSS-Funktion wurde für Widerstands- und Röhrenrauschen experimentell festgestellt. Eine Meßeinrichtung wird beschrieben, die es gestattet, Rauschspannungen bzw. Geräusche hinsichtlich ihrer Amplitudenverteilung zu analysieren. Hiermit wurde für ein spezielles Kavitationsgeräusch eine GAUSS-Verteilung beobachtet.

Die Gleichrichtung von Spannungen verschiedener Amplitudenverteilungen wird untersucht und das geprüft, wie die gleichgerichtete Spannung von der Verteilungsfunktion und von den Daten des Gleichrichterkreises abhängt.

Abweichungen von der GAUSS-Verteilung, die bei manchen Geräuschen beobachtet werden, sind insofern von praktischem Interesse, als sie Hinweise für eine geeignete Dimensionierung der Gleichrichterkreise liefern (Verhältnis von Nutz/Stör im Ausgangseffekt).

Literatur. [1] TRENDLENBURG, F.: Einführung in Akustik. 2. Aufl. Göttingen-Heidelberg 1950. Seite 298. [2] BLANC-LAPIERRE, A.: Sur certaines fonctions aléatoires stationnaires. Paris 1945. — [3] MISES, R. von: Wahrscheinlichkeitsrechnung. Leipzig u. Wien 1931. § 8,5. [4] LEVY, P.: Théorie de l'addition des variables aléatoires. Paris 1937: Gauthier-Villars, page 101. — [5] GOLDMAN: Frequency analysis, modulation and noise. Mac Graw Hill 1948. — [6] Journ. acoust. Soc. 19, 13 (1947).

Prof. Dr. H. BITTEL, Münster (Westf.), Schloßplatz 5
Institut für angewandte Physik.

Berichte.

Erzeugung und Verstärkung von Schwingungen im Höchstfrequenzgebiet*.

Von F. W. GUNDLACH, Darmstadt.

Mit 11 Textabbildungen.

(Eingegangen am 21. November 1951.)

1. Einleitung.

Unter „Höchstfrequenztechnik“ versteht man nach deutschen Begriffsbestimmung [1] das Gebiet der elektromagnetischen Schwingungen unterhalb von einem Meter Wellenlänge, also das Gebiet der Dezimeter-, Zentimeter- und Millimeterwellen. Dies Wellenlängengebiet ist in den letzten Jahren in starkem Maße Gegenstand der physikalischen Forschung gewesen; es hat sich vorwiegend an die Untersuchung der magnetischen und elektrischen Eigenschaften von Werkstoffen, an die Röntgenspektroskopie, an die Erzeugung von Normalfrequenzen mittels Molekülresonanzen, an die Messung terrestrischer Strahlungen und an die Durchführung optischer Analogieversuche erinnert. Für alle diese Untersuchungen im Höchstfrequenzgebiet werden geeignete Sender und Empfänger gebraucht. Es eignen sich zu diesem Zweck in besonderem Maße die Laufzeitröhren, die Hochvakuumröhren, in denen die Laufzeit der Elektronen zwischen Kathode und Anode nicht mehr beschränkt ist gegen die Periodendauer der hochfrequenten Schwingungen. Die Entwicklung dieser Laufzeitröhren wurde durch die Nachrichtentechnik in den letzten Jahren weit vorangetrieben worden. Die deutsche Entwicklung, die während der Kriegsjahre weitgehend führend war [2], ist durch das zur Zeit herrschende Fertigungsverbot [3] stark gehemmt; daher enthält auch der vorliegende Bericht viele ausländische, vorwiegend amerikanische, Arbeiten nennen, die zu diesen Teilen auf deutsche Erstentwicklungen zurückzuführen sind.

Die Forderungen, die die physikalische Forschung an die Laufzeitröhren stellt und die sich weitgehend an die Forderungen der Nachrichtentechnik decken, lassen sich im wesentlichen die folgenden nennen:

1. Es wird eine Strahlungsquelle (Sender) für eine bestimmte Höchstfrequenz benötigt; im allgemeinen wird eine hohe Frequenzkonstanz erwünscht, für gewisse Untersuchungen ist jedoch eine in einem gewissen Bereich hin- und herschwankende (gewobbelte) Frequenz zweckmäßig.
2. Es werden Leistungsverstärker verlangt, die die Schwingungen des Senders auf eine für die vorliegenden Untersuchungen benötigte Ausgangsleistung vergrößern und dabei zugleich Rückwirkungen vom Meßobjekt zum Sender ausschließen. Leistungsverstärker sollen einen hohen Wirkungsgrad haben, da die Verlustwärme von den räumlich kleinen Röhren schwer abzuführen ist.
3. Es sind Verstärker hoher Grenzempfindlichkeit verlangt, die Verstärkung schwacher Schwingungen erfordern, die möglichst geringe Eigenstörungen (Rauschen) verursachen. Die Grenzempfindlichkeit wird gekennzeichnet durch diejenige Leistung, die man dem Verstärker am Eingang anbieten muß, damit am Ausgang eine verstärkte Signalleistung gerade genau so groß ist wie die Störleistung des Verstärkers [4]. Ge-

messen wird diese, auf eine Durchlaßbandbreite von 1 Hz bezogene Grenzleistung in Vielfachen des Wertes kT_0 (k = BOLZMANNsche Konstante, T_0 = Zimmertemperatur in Kelvin, $kT_0 \approx 4 \cdot 10^{-21}$ Ws); der Zahlenfaktor wird als „Rauschzahl“ bezeichnet. Je kleiner die Rauschzahl, um so höher ist die Grenzempfindlichkeit; bei Empfindlichkeitsmessungen mittels eines Meßsenders kann die Rauschzahl 1 nicht unterschritten werden [5]. Die Vielzahl der heute gebauten Laufzeitröhren kann man in drei Gruppen einteilen, nämlich in die Röhren mit Raumladungssteuerung, mit Geschwindigkeitssteuerung und mit Wanderfeldsteuerung (vgl. z. B. [6]). Die folgenden Abschnitte behandeln diese Gruppen im einzelnen, schildern den Entwicklungsgang, erläutern die physikalische Wirkungsweise, beschreiben die wichtigsten Ausführungsformen und nennen die heute erreichten Werte der Frequenz, der erzeugten Hochfrequenzleistung und der Rauschzahl.

2. Laufzeitröhren mit Raumladungssteuerung.

Die Raumladungssteuerung ist von den Röhren für niedrigere Frequenzen her allgemein bekannt; sie ist dort das einzig mögliche Steuerungsprinzip. Die Intensität der von einer Thermokathode ausgehenden Elektronenströmung wird durch die Spannung an einer oder mehreren gegenüberstehenden Elektroden beeinflusst. Der physikalische Vorgang ist dabei folgender: von der Thermokathode geht eine Elektronenströmung mit sehr hoher Stromdichte und mit Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung aus; infolge der hohen Raumladungsdichte bildet sich im Raum dicht vor der Kathode ein Potentialminimum aus, das nur die schnellsten Elektronen überschreiten, während der weitaus größte Teil aller Elektronen auf die Kathode zurückfällt [7]; die Spannungen an den gegenüberstehenden Elektroden beeinflussen dabei die Größe des Potentialminimums und mithin des übergehenden Stromes. Ist der Abstand zwischen der Kathode und der nächstbenachbarten Elektrode nicht allzu klein und besitzt die Kathode eine hohe Sättigungsstromdichte, so kann man die komplizierten Emissionsvorgänge durch die folgende von LANGMUIR [8] angegebene Darstellung annähern: bei einer idealisierten Thermokathode treten die Elektronen mit der Geschwindigkeit Null aus und zwar mit solcher Stromdichte, daß infolge der Raumladung die elektrische Feldstärke an der Kathodenoberfläche gerade verschwindet; dies ist gleichbedeutend mit der Aussage, daß die Elektronen bei ihrem Austritt keiner Beschleunigung unterliegen. Die LANGMUIRSche Idealisierung wird in der Theorie der Verstärkerröhren in weitem Maße angewendet und führt zu dem bekannten $U^{3/2}$ -Gesetz der Raumladungsröhren (vgl. z. B. [9], [6]).

2.1. Entwicklungsgang.

Während heute für das Gebiet niedrigerer Frequenzen Raumladungsröhren mit mehreren Gittern allgemein üblich sind, wird als raumladungsgesteuerte

* Nach einem Vortrag auf der Physiker-Tagung in Karlsruhe am 20. 9. 51.

Höchstfrequenzröhre ausschließlich die Triode verwendet; die Elektroden sind eben oder in Form von Kugelkalotten gestaltet. Man kann bekanntlich die Triode in zwei, durch die Ebene des Gitters voneinander getrennte Entladungsräume zerlegen, wenn man die in der Ebene des Gitters wirksame Effektivspannung geeignet definiert (vgl. z. B. [10]). Der Entladungsraum zwischen Kathode und Gitter verhält sich wie eine Raumladungsdioden im Laufzeitgebiet; unter Voraussetzung einer Langmuir-Kathode wurde ihr Verhalten bei kleinen Wechselspannungen von JOH. MÜLLER [11] analytisch berechnet; für große Wechselspannungen liegen graphische Lösungen von GUNDLACH [12] vor. Im Gitter-Anodenraum sind die Elektronen bereits durch die anliegende Gleichspannung auf größere Geschwindigkeiten be-

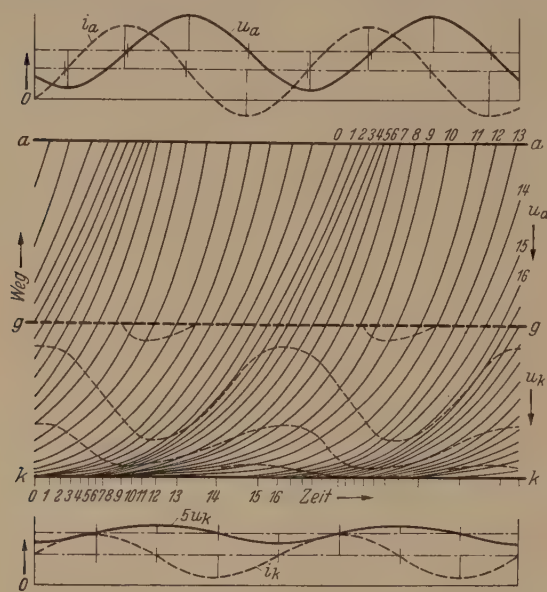


Abb. 1. Elektronenfahrplan, Ströme und Spannungen für eine raumladungsgetriggerte Laufzeittriode.

schleunigt, die Raumladung ist erheblich geringer und ohne nennenswerten Einfluß auf die Potentialverteilung im Entladungsraum. Die Berechnung der Elektronenbewegung, die erstmalig von BAKKER und DE VRIES [13] durchgeführt wurde, ist dann erheblich einfacher. Die Vorgänge in den beiden Entladungsräumen sind verknüpft durch den Elektronenleitungsstrom, der durch die Gitterebene tritt; die theoretischen Zusammenhänge sind, wenigstens für kleine Wechselspannungen, dargestellt in den Arbeiten von BENHAM [14] und ZUHRT [15].

Zur Kennzeichnung des Arbeitszustandes der raumladungsgetriggerten Laufzeittriode ist — wie auch bei den meisten anderen Laufzeitröhren — die Angabe des Laufwinkels α üblich; er ist definiert durch das Produkt aus der Kreisfrequenz ω der Höchstfrequenzschwingung und der Laufzeit τ , die die Elektronen unter dem Einfluß der anliegenden Gleichspannungen für den Weg zwischen zwei Elektroden benötigen, also: $\alpha = \omega\tau$. Bei der Triode hat man zwischen dem Kathoden-Gitter-Laufwinkel und dem Gitter-Anoden-Laufwinkel zu unterscheiden.

2.2. Wirkungsweise.

Ein typisches Beispiel für die Arbeitsweise der Laufzeittriode ist in den Diagrammen der Abb. 1 dargestellt. Der Laufwinkel im Kathoden-Gitter-Raum

beträgt 2π , was bei einem Elektrodenabstand 0,25 mm, einer Betriebsfrequenz von 3 GHz und einer mittleren Kathodenstromdichte von $0,2 \text{ A/cm}^2$ beispielsweise erfüllt ist; die in diesem Falle in der Gitterebene wirksame Effektivgleichspannung beträgt rund 13 V. Der Laufwinkel im Gitter-Anodenraum beträgt $\pi/2$ betragen, was bei der angegebenen Frequenz beispielsweise bei einem Elektrodenabstand von 0,3 mm und einer Anodengleichspannung von 80 V erreicht wird. Erteilt man nun der Kathode gegenüber dem Gitter die Spannung u_k und der Anode die Spannung u_a mit den im oberen und unteren Diagramm der Abb. 1 dargestellten Größen und Phasenlagen, so stellt sich eine Elektronenströmung ein, die durch das Weg-Zeit-Diagramm (Elektronenfahrplan) dargestellt ist. Die einzelnen glatt gezogenen Linien veranschaulichen die Bewegung der einzelnen Elektronen (bei einer Reihe von Bahnen sind die Startzeiten von der Kathode k und die Landezeiten auf der Anode a durch Numerierung hervorgehoben); das Gitter g wird ideal elektronendurchlässig angenommen. Die Dichte mit der die einzelnen Elektronenstartzeiten aufeinanderfolgen, entspricht der Stromdichte des jeweils von der (idealisierten) Kathode emittierten Stromes. Die Elektronen entfernen sich zuerst sehr langsam von der Kathode, denn die elektrische Feldstärke ist dort sehr klein; je näher sie dem Gitter kommen, umso schneller fliegen sie; beim Eintreten in den Gitter-Anoden-Raum setzt sich noch eine Nachbeschleunigung ein. Die Verdichtungen und Verdünnungen der Elektronenströmung sind an der Kathode besonders stark ausgeprägt und werden zum Gitter hin etwas verschoben. Die Phasenlage der Anodenwechselspannung u_a so gewählt, daß an der Stelle der Verdichtungen die Elektronen mit möglichst geringer Geschwindigkeit auf die Anode auftreffen (dies ist aus der geringen Steigung der Linien im Weg-Zeit-Diagramm zu erkennen). Dadurch werden durch das Wechselspannungsmehr Elektronen verzögert als beschleunigt, was ein Gewinn an hochfrequenter Energie bedingt. Die gestrichelten Linien im Kathoden-Gitter-Raum verbinden die Orte, an denen zu der jeweiligen Zeit eine gleiche Feldstärke herrscht; die einzelnen Linien sind für gleiche Feldstärkeunterschiede gestuft. Man kann mit Hilfe dieser Linien den Vorgang der raumladungsbedingten Elektronenbewegung kontrollieren; an den Stellen großer Liniendichte ändert sich zu konstanten Zeiten die Feldstärke stark mit dem Weg; bei den Zeiten, zu denen schon dicht vor der Kathode eine große Feldstärke herrscht, werden die Elektronenbahnen stärker nach oben gebogen; zu jedem Zeitpunkt entspricht das Linienintegral der Feldstärke über den Weg zwischen Kathode und Gitter gerade der Kathodenspannung.

Infolge der in Abb. 1 dargestellten Elektronenbewegung fließen in der Kathoden- und Anodenleitung die Ströme i_k und i_a , die ebenfalls in den Diagrammen dargestellt sind. Der Kathodenstrom ist gleich dem die Kathode verlassenden Elektronenleitungsstrom, da unter der Annahme der idealisierten Kathode an der Kathodenoberfläche keine elektrische Feldstärke und mithin kein Verschiebungsstrom besteht. Infolge der willkürlichen Annahme des Laufwinkels eilt im vorliegenden Beispiel der Strom i_k der Spannung u_k gerade um 90° voraus, die Strom-Kathode-Gitter verhält sich wie ein Kondensator.

allerdings eine größere Kapazität hat als die anodenfreie Entladungsstrecke. Der Anodenstrom i_a , den man aus dem kapazitiven Verschiebungsstrom der elektronenfreien Entladungsstrecke und durch die Elektronenbewegung bedingten Anodenstrom zusammensetzen kann (vgl. z. B. [6]), ist bei der Anodenspannung u_a um etwas mehr als 90° verschoben. Dies bedeutet, daß ein Wirkanteil im Anodenstrom vorhanden ist, der eine Abgabe von hochfrequenten Energie nach außen hervorruft, wie ja auch schon oben aus den unterschiedlichen Landebedingungen auf der Anode geschlossen wurde. Die kapazitiven Komponenten des Kathoden- und des Anodenstromes werden dadurch unwirksam gemacht, indem man die beiden Entladungsstrecken mit je einem induktiven Schaltelement (meist einer koaxialen Leitung, vgl. unten) kombiniert. Zu beachten ist schließlich die Phasenlage zwischen Anoden- und Kathodenstrom, die in Abb. 1 so gewählt ist, daß etwa maximale Leistungsabgabe im Anodenkreis auftritt; während bei Verstärkern für niedrige Frequenzen die Anoden- und Kathoden-Phasenverschiebung 180° verschoben ist, muß sie im vorliegenden Fall um mehr als 360° nacheilen. Dies muß man berücksichtigen, wenn man durch Einführen einer Rückkopplung den Verstärker zu einem selbsterregten machen will.

2.3. Praktische Ausführungsformen.

Als besonders typischer Vertreter der raumladungs-gesteuerten Raumladungstrioden ist die amerikanische Triode 2 C 40 [16] zu betrachten, die mit den früheren zwischen Metallkeramikröhren [17] erhebliche Ähnlichkeit hat. Ihr Aufbau ist in der Schnittzeichnung Abb. 2 dargestellt; sie besteht aus drei ebenen Scheiben, die miteinander durch vakuumdicht verschmolzenen Glaszylinder verbunden sind und die die Anode, die bolzenförmige Kathode und die ebenfalls bolzenförmige Kathode tragen; ein unten befestigter Sockel normaler Bauart trägt die Zuführungsleitungen für Kathode und Heizfaden. Der Abstand zwischen Gitter und Kathode beträgt etwa 0,2 mm, der Abstand zwischen Anode und Kathode etwa 0,4 mm. Soll die Röhre als Höchstfrequenzverstärker verwendet werden, so wird sie nach Abb. 3 in ein System von zwei ineingeschachtelten Leitungen hineingesteckt, die durch zwei verschiebbare Kolben derart abgestimmt werden können, daß sie mit den zugehörigen Elektrodenkapazitäten Resonanzkreise bilden. Die Zuleitung der zu verstärkenden Schwingungen erfolgt induktiv von der Eingangsleitung her, während die Ausgangsleitung an einen induktiven Koppelbügel angeschlossen ist, der am Grunde des Abstimmkolbens befestigt ist. Der Resonanzkreis liegt also zwischen Gitter und Kathode; diese Schaltungsart wird nach dem Vorschlag von STEIMEL [18] als „Gitterbasisschaltung“ bezeichnet. Die bei niedrigen Frequenzen allgemein übliche Kathodenbasisschaltung; hier stoßen Eingangs- und Ausgangskreis an der Kathode als gemeinsamem Punkt zusammen. Bei niedrigen Frequenzen hat die Kathodenbasisschaltung erhebliche Vorteile, da bei ihr die Gitter- und Kathoden-Phasenverschiebung weitgehend wirkstromfrei ist und die Verstärkung nahezu leistungslos erfolgt. Im Höchstfrequenzgebiet dagegen ist wegen der großen Lauf-

winkel eine leistungslose Steuerung ausgeschlossen; dann ist die Gitterbasisschaltung überlegen, da bei ihr die Rückwirkungen zwischen Eingangs- und Ausgangskreis nur über die sehr kleine Durchgriffskapazität zwischen Anode und Kathode erfolgen können und daher erheblich geringer sind als bei der Kathodenbasisschaltung.

Es macht keine besonderen Schwierigkeiten, den beschriebenen Verstärker durch eine äußere Rückkopplung in einen selbsterregten Sender umzuwandeln. Man kann auch ebenso gut die Rückkopplung im Innern des in Abb. 3 dargestellten Aufbaus durchführen, indem man das an der Gitterplatte anschließende Metallrohr nach einer gewissen Länge abbricht [19], wodurch die beiden Resonanzräume an dem der

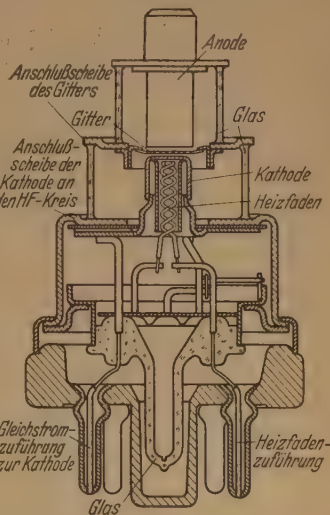


Abb. 2. Schnittzeichnung der Scheibentriode 2 C 40.

Röhre abgewandten Ende ineinander übergehen. Mit derartigen Aufbauten erreicht man Wellenlängen bis kurz unter 10 cm und Leistungen von Bruchteilen eines Watt bis zu einigen Watt (mit Röhrentypen, die etwas größer ausgelegt sind als die 2 C 40).

Eine neuere technologische Entwicklung [20] hat es ermöglicht, die Elektrodenabstände der Trioden erheblich herabzusetzen. Abb. 4 zeigt die nach diesen Grundsätzen entwickelte Röhre BTL 1553 bzw.

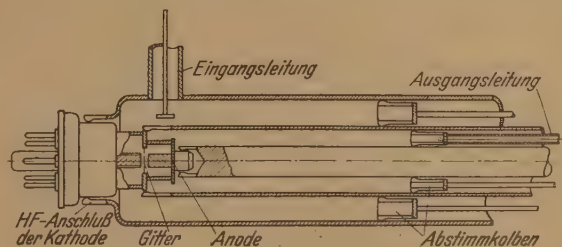


Abb. 3. Höchstfrequenzverstärker mit der Triode nach Abb. 2.

Western 416 A. Der grundsätzliche Aufbau unterscheidet sich wenig von dem der 2 C 40; die Oxidschicht der indirekt geheizten Kathode ist hier nur noch $12,5 \mu$ dick, der Kathoden-Gitter-Abstand ist 15μ , die Gitterdrähte haben $7,5 \mu$ Durchmesser und einen gegenseitigen Abstand von 25μ , und der Gitter-Anoden-Abstand beträgt 300μ . Mit dieser Röhre ist es gelungen, bis an das Wellengebiet von 6 cm vorzudringen. Es sind für eine Wellenlänge von 7,5 cm Verstärker gebaut worden [21], die noch eine sechsfache Leistungsverstärkung ermöglichen; bei Kaskadenschaltung von 10 Stufen läßt sich dann eine Leistungsverstärkung von etwa 10^8 durchführen.

2.4. Grenzempfindlichkeit.

Die Rauschzahl der raumladungs-gesteuerten Verstärker ergibt sich aus folgenden Erscheinungen: Der von der Kathode ausgehende Sättigungsstrom besitzt Schwankungserscheinungen, die zuerst von SCHOTTKY

[22] berechnet und als „Schroteffekt“ bezeichnet wurden. Die schon oben geschilderte Raumladungsbegrenzung des zu den gegenüberstehenden Elek-

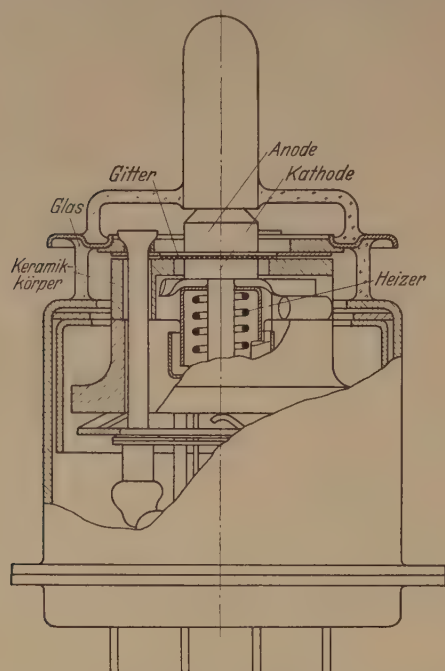


Abb. 4. Schnittzeichnung der Scheibentriode BTL 1553 bzw. Western 416 A.

toden fliegenden Elektronenstromes setzt auch die Schwankungserscheinungen erheblich herab, wie SCHOTTKY und SPENKE [23] nachgewiesen haben; in welchem Maße dieser für niedrige Frequenzen berechnete Schwächungsfaktor bei sehr hohen Frequenzen zunimmt, ist noch nicht bekannt. Für Trioden

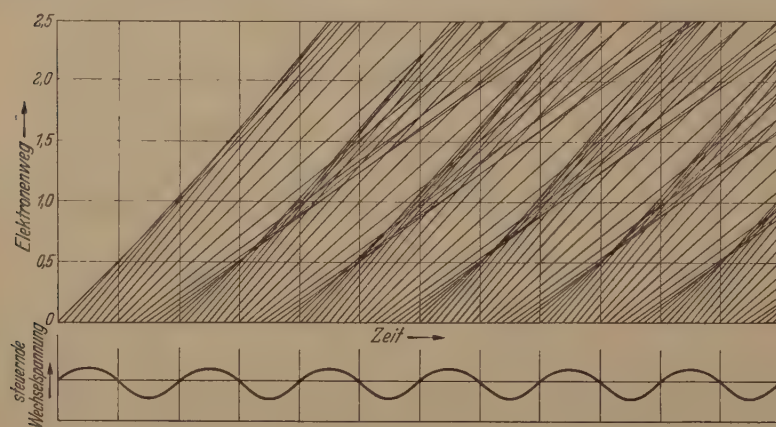


Abb. 5. Elektronenfahrplan und steuernde Spannung für einen geschwindigkeitsgesteuerten Verstärker.

mit negativem Gitter ist bei niedrigen Frequenzen das Kathodenrauschen die einzige Rauschquelle; bei hohen Frequenzen jedoch entsteht am Gitter ein Influenzrauschstrom, da die Schwankungen des von der Kathode abgehenden Elektronenleitungsstromes infolge der Laufzeit phasenverschobene Schwankungsinfluenzströme bei ihrer Bewegung in den beiden Entladungsräumen hervorrufen. Formeln über diesen sog. normalen Influenzrauschstrom wurden zuerst von BAKKER [24] angegeben; KLEEN [25] wies nach, daß bezüglich der Rauschzahl kein nennenswerter Unterschied zwischen Kathodenbasis- und Gitterbasisschaltung besteht. Ist der Abstand zwischen

Kathode und Gitter sehr gering, so rückt das Potentialminimum im Entladungsraum immer näher das Gitter heran; dann erzeugen auch die vor dem Minimum zur Kathode umkehrenden Elektronen durch ihre Influenz einen merklichen zusätzlichen Rauschstrom, den sog. anormalen Rauschstrom [26]. Nach den Berechnungen von KLEEN [27] beträgt bei einer Wellenlänge von 10 cm für die Röhre 2 C 40 die Rauschzahl etwa 100 und nimmt bereits bei 70 cm auf etwa 1000 zu. Für die Röhre BTL 1553 werden bei 7,5 cm Wellenlänge gemessene Rauschzahlen zwischen 60 und 100 angegeben [21]. Nach einem Gedanken von STRONACH und VAN DER ZIEL [28] läßt sich das Influenzrauschen durch geeignete Verstimmung des Eingangskreises herabsetzen (Kompensation des kohärenten Influenzrauschens).

3. Laufzeitröhren mit Geschwindigkeitssteuerung

Das Grundprinzip der Geschwindigkeitssteuerung ist an Laufzeiterscheinungen gebunden und bei niedrigen Frequenzen nicht durchführbar; es beruht darauf, daß man eine mit verhältnismäßig großer Geschwindigkeit fliegende Elektronenströmung oder einen Elektronenstrahl durch ein kurzes, in Flugrichtung verlaufendes elektrisches Wechselfeld (Steuerfeld) durchtreten läßt, wodurch die Elektronen je nach ihrem Eintrittszeitpunkt eine erhöhte oder verminderte Geschwindigkeit erhalten; diese nach Durchlaufen des Wechselfeldes im Strahl vorhandenen Geschwindigkeitsunterschiede bedingen eine gegenseitige Fokussierung der Elektronen, wodurch sich innerhalb einer gewissen Laufstrecke Verdichtungen und Verdünnungen in der Elektronenströmung ausbilden. Läßt man dann die Strömung in ein zweites elektrisches Wechselfeld (Arbeitsfeld) eintreten, so ereignen sich dieselben Wirkungen wie im Resonanzfeld der Gitter-Anode der Triode nach Abb. 4, d. h. es werden mehr Elektronen gebremst als beschleunigt.

3.1. Entwicklungsgang.

Der Gedanke der Geschwindigkeitssteuerung ist bereits in dem Generalbericht von ARSENJEWA-HEIL und O. HEIL verwirklicht; in allgemeinerer Form ist er ausgesprochen bei BRÜCHEL und RECKNAGEL [30]. Die grundsätzlichen Bauformen der geschwindigkeitsgesteuerten Röhren, die in der amerikanischen Literatur als „Klystrons“ bezeichnet werden, sind entwickelt von HAHN und METCALF [31] und von den Gebrüdern VARIAN [32]. Die Theorie des Verhaltens bei kleinen Wechselspannungen, die eigenständig schon in der Arbeit von BAKKER und DE VRIES [13] enthalten ist, von den Autoren aber nicht klar erkannt wurde, findet sich bei HAHN [33]; für die Theorie der großen Wechselspannungen sind die Arbeiten von WEBSTER [34] und DÖRING [35a] von Bedeutung. Während sich die genannten Arbeiten auf elektrisch getriggerte Doppelschichten beziehen, wurde das Problem der Wechselfelder mit endlicher Länge insbesondere durch GEBAUER und KLEESATTEL [35b] bearbeitet.

¹ Ein Bericht über Triftröhren mit endlichen Wellenlängen erscheint demnächst von R. GEBAUER und H. KOSCH in dieser Zeitschrift.

Einfluß der Raumladung auf die Einholeffekte Elektronen untersucht LABUS [36].

3.2. Wirkungsweise.

Die Arbeitsweise der Geschwindigkeitssteuerung besonders leicht aus dem in Abb. 5 dargestellten Elektronenfahrplan zu erkennen. Der im Diagramm dargestellte Elektronenweg beginnt hinter dem ersten elektrischen Wechselfeld, das durch ein Gitter oder Blenden erzeugt wird, zwischen dem die unten im Diagramm dargestellte Wechselspannung gelegt wird. Die Elektronenströmung tritt dem Steuerfeld mit konstanter Dichte (veranschaulicht durch gleichmäßigen zeitlichen Abstand zwischen den einzelnen Elektronenbahnen beim Elektronenweg 0) und mit veränderlicher Geschwindigkeit (zu erkennen aus der unterschiedlichen Steigung der Bahnen). Die von den einzelnen Startzeiten ausströmenden Bahnen sind hier gerade Linien, da die Elektronen im Laufraum keiner elektrischen Feldkräfte unterliegen und daher mit unveränderter Geschwindigkeit weiterfliegen. Aus dem Abstand zwischen den Bahnen erkennt man deutlich, daß sich mit wachsendem Elektronenweg Verdichtungen und Verdünnungen um diejenigen Elektronenbahnen ausbilden, die bei den Nulldurchgängen der steuernden Spannung durch das Steuerfeld hindurchgetreten sind. Nach einem gewissen Elektronenweg beginnen die Bahnen überkreuzungen: es ist der sog. Phasenbrennpunkt erreicht; hinter ihm spalten die Verdichtungen auf. Die Länge des Weges, bei dem der Phasenbrennpunkt auftritt („Phasenbrennweite“), wird unter sonst konstant gehaltenen Betriebsbedingungen umgekehrt proportional der Frequenz und die Wechselspannung werden, wie man sich leicht an Hand der Abb. 5 klarmachen kann. Das Ende der Laufstrecke ist der Beginn der Anfachstrecke, die ebenfalls aus einem Gitter- oder Blendenpaar gebildet wird, muß aber dahin liegen, wo die Grundwelle der Dichtewankung am größten wird; dies ist etwa bei der doppelten Phasenbrennweite der Fall. Während in der Laufstrecke ein Laufwinkel von geeigneter Größe bedingt erforderlich ist, sollen die Laufwinkel in der Steuer- und Anfachstrecke klein sein und den Wert π nicht überschreiten.

3.3. Praktische Ausführungsformen.

Als Beispiel für konstruktive Ausführungen des Geschwindigkeitsgesteuerten Verstärkers ist in Abb. 6 eine schematisierte Schnittzeichnung des Klystrons SAC-19 (Sperry) dargestellt [37]. Der von der Kathode ausgehende Elektronenstrahl wird durch elektronenoptische Mittel gebündelt, so daß sein Querschnitt im wesentlichen Laufzeitsystem geringer ist als die Anodenfläche; nach Durchlaufen des Systems trifft er auf eine mit Kühlrippen versehene Auffangelektrode. Steuerstrecke und Anfachstrecke werden durch je ein Gitterpaar gebildet, das zugleich die Kapazität für den zugehörigen Resonator bildet. Die Resonatoren haben die Gestalt flacher Dosen mit dünnem Deckel; nach Druck von außen können diese Deckel deformiert werden, wodurch sich der Abstand zwischen den Gittern und somit die Abstimmung des Resonators rasch verändern läßt; die insgesamt mögliche Vergrößerung ist etwa 10%; die Betriebswellenlänge liegt bei 5 cm. Zur Zufuhr und Abfuhr der Höchstfrequenz

besitzen die beiden Resonatoren Koppelschlitze, die in Hohlleitungen von rechteckigem Querschnitt einmünden; die beiden Hohlleitungen sind je durch ein Fenster vakuumdicht abgeschlossen. Die Röhre hat eine Betriebsgleichspannung von etwa 500 V und einen Strahlstrom von 100 mA; die abgegebene Höchstfrequenzleistung ist etwa 1 W.

Das in Abb. 6 wiedergegebene Klystron hat eine verhältnismäßig niedrige Betriebswellenlänge und deshalb einen recht niedrigen Wirkungsgrad; bei längeren Wellen liegen die Verhältnisse günstiger; beispielsweise ist ein Klystron von VARIAN [38] bekanntgeworden, das bei einer Betriebswellenlänge von rund 30 cm eine Ausgangsleistung von 5 kW mit einem Wirkungsgrad von etwa 25% liefert (dies ist der Wirkungsgrad des gesamten Verstärkers, der Wirkungsgrad der Elektronenströmung allein liegt erheblich höher). Im Vergleich zum Triodenverstärker mit Raumladungssteuerung benötigen die Klystrons Re-

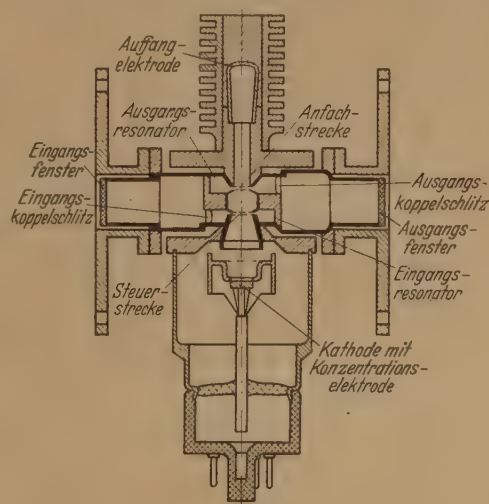


Abb. 6. Schnittzeichnung des Klystrons SAC-19.

sonanzkreise von höherer Qualität und können daher nur ein schmaleres Frequenzband übertragen [20]; sie lassen sich jedoch leichter für höhere Ausgangsleistungen entwickeln, so daß sie als Leistungsverstärker für viele Zwecke verwendet werden können.

3.4. Grenzempfindlichkeit.

Geschwindigkeitsgesteuerte Verstärker besitzen verhältnismäßig hohe Rauschzahlen und sind als Verstärker mit hoher Grenzempfindlichkeit weitgehend ungeeignet. Wie JOH. MÜLLER [39] gezeigt hat, erzeugt der von der Kathode herrührende Rauschstrom durch Influenz am Eingangsresonator eine Rauschspannung, die ihrerseits wieder eine Geschwindigkeitssteuerung hervorruft; eine gewisse Kompensation des primären Rauschstromes ist dabei möglich. KLEEN [2] errechnet für ein Beispiel eine Rauschzahl von 200. Außerdem können die auf positiver Spannung liegenden Gitter das Rauschen noch weiter erhöhen, da das Abfangen der Elektronen einer statistischen Verteilung unterliegt.

3.5. Elektronische Rückkopplung.

Wie jeder Verstärker läßt sich auch die Geschwindigkeitsgesteuerte Röhre durch Einführen einer Rückkopplung zum selbsterregten Sender machen. Besonders einfach wird die Lösung, wenn man die

Rückkopplung mittels der Elektronenströmung selbst durchführt, indem man sie innerhalb des Laufraumes an einer negativ vorgespannten Elektrode reflektiert und abermals in entgegengesetzter Richtung durch das gleiche Hochfrequenzfeld hindurchtreten läßt. Man benötigt dazu nur einen einzigen Resonanzkreis, was aus technologischen Gründen sehr vorteilhaft ist.

Die Grundidee eines solchen Reflexionsklystrons ist bereits in einer deutschen Patentschrift [40] aus dem Jahre 1935 ausgesprochen; schon die erste

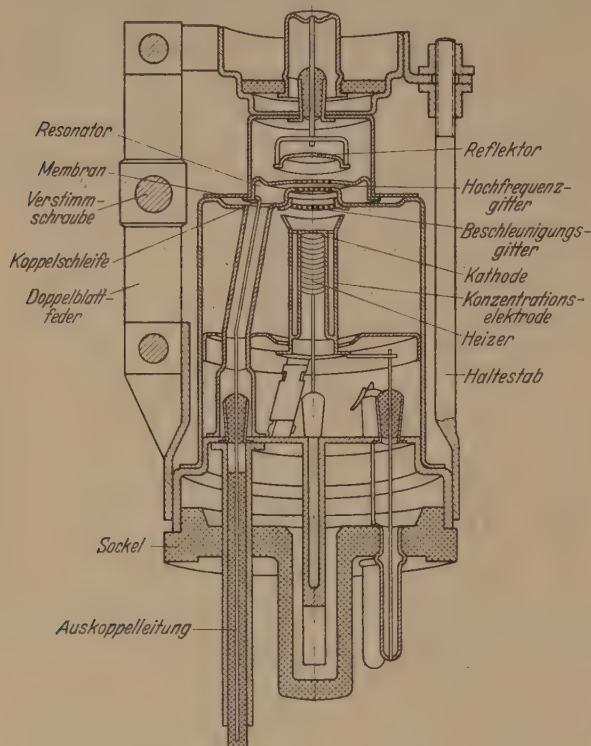


Abb. 7. Schnittzeichnung des Reflexionsklystrons 2 K 27.

Laufzeitröhre überhaupt, die Bremsfeldröhre nach BARKHAUSEN und KURZ [41] hat mit ihr beträchtliche Ähnlichkeit. Die Grundlagen der Theorie stecken ebenfalls in der schon mehrfach erwähnten Arbeit von BAKKER und DE VRIES [13], ohne jedoch klar herausgearbeitet zu sein. Ausführliche Darstellungen der Theorie finden sich bei DÖRING [35] und LAFFERTY [42].

Zur Darstellung der Wirkungsweise des Reflexionsklystrons läßt sich ähnlich wie in Abb. 5 ein Elektronenfahrplan entwerfen. Da aber die Elektronen nach Durchlaufen des steuernden Wechselfeldes in das bremsende Gleichfeld der Reflexionselektrode gelangen, sind die Bahnen keine geraden Linien, sondern Parabeln (in Analogie zu den Wurfparabeln der Mechanik). Je höher die Startgeschwindigkeit der Elektronen ist, um so weiter fliegen sie auf die Brems-elektrode zu und um so später kehren sie zu ihrem Ausgangspunkt zurück. Im Gegensatz zum Klystron mit gerader Laufstrecke holen hier die später gestarteten langsameren Elektronen die früher gestarteten schnelleren ein. Die Ausbildung eines Phasenbrennpunktes vollzieht sich in ähnlicher Weise wie beim geraden Klystron; die Stelle, an der die Grundwelle der Dichteschwankung am größten wird, muß hier bei Rückkehr zum Ausgangspunkt, d. h. im Hochfrequenzwechselfeld liegen. Der Wirkungsgrad bleibt beim Reflexionsklystron verhältnismäßig niedrig, weil

Steuerstrecke und Anfachstrecke zusammenfallen notwendigerweise den gleichen Laufwinkel und gleiche Hochfrequenzspannung haben müssen.

Als Beispiel für ein Reflexionsklystron ist Abb. 7 die Schnittzeichnung der Röhre 2 K 27 dargestellt. Das hochfrequente Feld bildet sich schon zwei Gittern aus, die die Kapazität eines Resonators bilden; ein Teil der Resonatorwandung ist Membran ausgebildet, um durch mechanische Dämpfung mittels einer Verstimmschraube eine Abstimmung innerhalb gewisser Grenzen durchzuführen können. Die von der Kathode kommende Elektronenströmung durchläuft zuerst ein Beschleunigungsgitter, dann die beiden Hochfrequenzgitter, kehrt vor dem Reflektorgitter um und durchläuft die Hochfrequenzgitter abermals. Durch geeignete elektrophysikalische Mittel muß dafür gesorgt werden, daß die Elektronen nach dieser Bewegung abgefangen werden und nicht wieder vor der Kathode umkehren und abermals durch die Hochfrequenzgitter laufen. Durch eine kleine Koppelschleife wird die Hochfrequenzleistung aus dem Resonator ausgekoppelt und mittels einer durch den Sockel laufenden Auskoppelleitung nach außen geführt. Die Spannung an den Gittern beträgt etwa 300 V, der Reflektor ist etwa 150 V negativ gegen die Kathode. Der Kathodenstrom liegt bei etwa 20 mA, die ausgekoppelte Hochfrequenzleistung beträgt mindestens 20 mW. Die Betriebswellenlänge beträgt etwa 3,2 cm; durch Verstellen der Abstimm-schraube kann man die Wellenlänge um maximal 10% verändern. Die abgebildete Röhre ist übrigens ein Vertreter einer Serie von ähnlich gebauten Röhren, die insgesamt den Wellenbereich zwischen 3 und 10 cm bei ähnlichen Leistungen zu überstreichen gestattet.

Für Wellenlängen oberhalb von 10 cm sind andere Reflexionsklystrons üblich, bei denen der Resonator außerhalb des Vakuums angesetzt wird (vgl. z. B. [44]); man kann dann mit einer einzigen Röhre einen recht weiten Wellenbereich überstreichen (z. B. 8 bis 26 cm bei der Röhre 707 A).

Die Leistungen der Röhren liegen im allgemeinen in der Größenordnung von 20 mW, das Reflexionsklystron ist also ein typischer Sender für kleine Leistungen. Es lassen sich noch sehr niedrige Wellenlängen erreichen; beispielsweise ist ein Reflexionsklystron bekannt geworden [45], das eine Wellenlänge von 4 mm, allerdings bei nur 1 mW Leistung erzielt.

4. Laufzeitröhren mit Wanderfeldsteuerung

4.1. Entwicklungsgang.

Die bisher besprochenen Laufzeitröhren besaßen zum Steuern der Elektronenströmung und zum Anfachen eines Resonators durch die Elektronenströmung je ein hochfrequentes Wechselfeld, das sich beispielsweise zwischen zwei Gittern ausbildete. Um kräftige Wechselwirkungen zwischen dem Wechselfeld und der Elektronenströmung zu erzielen, muß der Laufwinkel mit dem das Feld durchsetzt wird, klein sein und im allgemeinen die Größe π nicht überschreiten. Bleiben nämlich die Elektronen länger als eine halbe Periode im Wechselfeld, so heben sich die Wechselwirkungen wegen des entgegengesetzten Vorzeichens in der nächsten Halbperiode weitgehend wieder auf. Aus diesem Grunde müssen die Längen der Wechselfelder in Richtung der Elektronenströmung (d. h.

ände zwischen den Gittern) gering sein, was mit der Frequenz immer größere Schwierigkeiten mit sich bringt.

Vesentlich anders werden die Verhältnisse, wenn eine langsam fortschreitende elektromagnetische Welle mit einer elektrischen Feldstärkekomponente in die Ausbreitungsrichtung erzeugt und die Elektronen nahezu der gleichen Geschwindigkeit mit der Welle mitlaufen läßt; dann sind die Elektronen über eine längere Zeit der gleichen Phase der elektrischen Feldstärke ausgesetzt, und die Wechselwirkung ist entsprechend kräftiger. Zur Erzeugung einer langsam fortschreitenden Welle eignet sich besonders gut eine Zylinderspule (d. i. eine einlagige Zylinderspule), deren Verformung durch die Arbeit von W. LENZ [46] schon seit langem bekannt ist. In erster Näherung folgt die elektromagnetische Welle dem aufgewickelten Draht mit der Lichtgeschwindigkeit; die Verminderung der Geschwindigkeit in Achsenrichtung ist also durch Gangunterschied und Umfang der Wendel leicht zu erklären. In der Achsenrichtung wirkt also ausschließlich eine elektrische Feldstärke, man muß daher in der Achsenrichtung einen Elektronenstrahl durchschicken, um die gewünschten Verstärkungen zu erzielen. Dies ist klar zu verstehen, ist das Verdienst von H. COMPFNER [47]; um die Fortentwicklung der Wanderfeldröhren hat insbesondere J. R. PIERCE [48], [49] beigetragen. Zur Klärung der theoretischen Verhältnisse haben auch die Arbeiten von H. DÖHLER und KLEEN [50] beigetragen.

4.2. Wirkungsweise.

Das Grundprinzip der Wanderfeldverstärkung läßt sich wiederum an einem Elektronenfahrplan erklären. Wenn die Elektronen in richtiger, unten noch zu erläuternder Weise mit dem Wanderfeld aufeinander treffen, so werden sie Energie an das elektromagnetische Feld abgeben; aus diesem Grund wird die Amplitude des Feldes mit zunehmendem Weg wachsen, es wird also eine räumlich anklingende Welle entstehen. Um den Elektronenfahrplan zu zeichnen, muß man also eine exponentiell anklingende Welle von vornherein annehmen und die Bewegung der Elektronen in diesem Feld darstellen. Abb. 8 veranschaulicht ein solches Diagramm. Die obere Hälfte zeigt die zeitliche Verlauf der Feldstärke \tilde{e}_a , die an der Stelle $a - a$ herrscht; das obere Diagramm zeigt den zeitlichen Verlauf der Feldstärke \tilde{e}_b an der Stelle $b - b$; das linke Diagramm schließlich zeigt den räumlichen, zeitlichen Verlauf der Feldstärke \tilde{e}_o , die die Zeit $o - o$ herrscht. Die schrägen, gestrichelten Linien im Weg-Zeit-Diagramm veranschaulichen, wie die Stellen der elektrischen Feldstärke Null räumlich fortschreiten; die Neigung dieser Linien ist die Fortschrittgeschwindigkeit des elektrischen Feldes. Die durchgezogenen Linien sind die Elektronenbahnen; die Elektronen laufen ein wenig schneller als das elektromagnetische Feld; da der Geschwindigkeitsunterschied nur gering ist, wirkt auf die Elektronen während

ihres Weges ein nur langsam schwankendes, in seiner Größe dauernd zunehmendes Wechselfeld, das ihnen eine entsprechend schwankende, zeitlich zunehmende Wechselgeschwindigkeit erteilt. Da die Wechselgeschwindigkeit gegen die durch das Feld erteilte Wechselbeschleunigung um eine viertel Periode phasenversetzt ist, ist die Wechselgeschwindigkeit dort am größten, wo die Feldstärke ihre Nullstellen hat; und zwar hat die Wechselgeschwindigkeit ihren positiven Höchstwert an den Nullstellen, wo die Feldstärke von positiven zu negativen Werten übergeht, während sie an den anderen Nullstellen ihren negativen Extremwert hat. Dadurch stellt sich ganz genau wie bei der Geschwindigkeitssteuerung nach Abb. 5 eine Phasenfokussierung ein: es bilden sich Verdichtungen der Elektronenströmung an den Stellen, an denen die elektrische Feldstärke ihren negativen Extremwert hat, und entsprechend bilden sich Verdünnungen an den Stellen der höchsten positiven

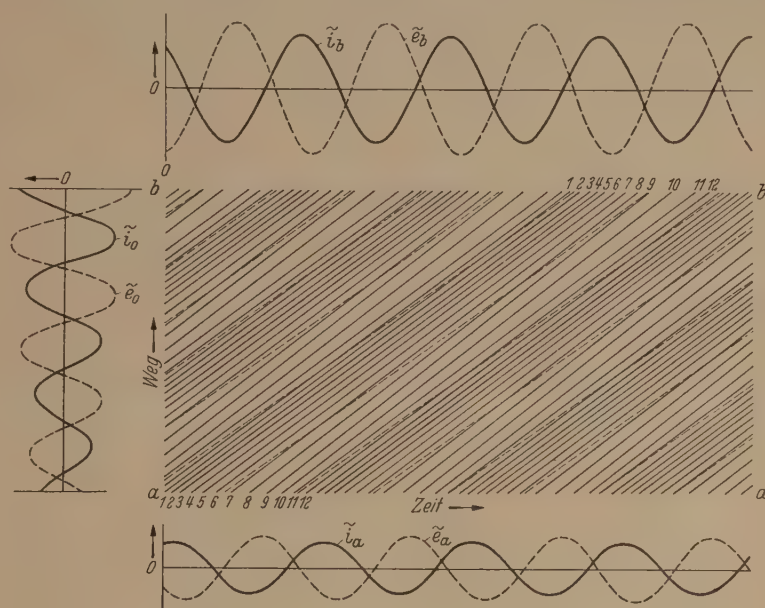


Abb. 8. Elektronenfahrplan im Wanderfeld (Elektronengeschwindigkeit etwas größer als Feldgeschwindigkeit).

Feldstärke. Dies geht anschaulich aus Abb. 8 hervor. Es ist hier nur ein kurzer Ausschnitt aus der Elektronenbewegung gezeichnet; die unten im Querschnitt $a - a$ eintretenden Elektronen besitzen bereits eine solche Geschwindigkeit und Dichte, als ob sie schon eine längere Zeit vorher das Wanderfeld durchlaufen hätten; man erkennt nun, daß diese Geschwindigkeits- und Dichteaussteuerung auf dem Weg bis zum Querschnitt $b - b$ weiter zunimmt. Interessant ist zu verfolgen (vgl. die numerierten Elektronenbahnen), wie die Verdichtungen und Verdünnungen mit der gleichen Geschwindigkeit fortschreiten wie das elektrische Feld, während sämtliche Elektronen schneller laufen; die einzelnen Elektronen lösen sich an den Stellen größter Verdichtungen und Verdünnungen fortlaufend untereinander ab. Da die Verdichtungen an den Stellen des negativen Extremwertes der elektrischen Feldstärke liegen, werden im Mittel durch das Wanderfeld mehr Elektronen abgebremst als beschleunigt d. h. es findet eine Energieabgabe an das Wanderfeld statt. Dadurch nimmt die Energie im elektromagnetischen Feld, das der Wellenleiter (z. B. die Wendel) transportiert, fortlaufend zu, die Feld-

stärke steigt exponentiell mit dem Weg, wie dies ja zur Ermittlung der Elektronenbewegung von vornherein vorausgesetzt war. Statt die Energieverhältnisse zu betrachten, kann man auch den durch die Elektronen transportierten Leitungswechselstrom be-

Elektronen sämtlich langsamer laufen. Es werden mehr Elektronen beschleunigt als verzögert; Elektronenstromung nimmt also Energie aus dem Feld auf; soll trotzdem ein mit dem Wege anklingendes elektrisches Feld vorhanden sein, so muß hier

noch eine andere Energiequelle existieren. Der durch die Elektronenstromung transportierte Leitungswechselstrom verläuft hier nahezu in Phase mit dem elektrischen Feld, man aus den Diagrammen der Abb. 9 erkennt; es bleibt in dem gewählten Beispiel nur ein kleiner nachteiliger Blindstrom übrig. Man erkennt also, daß dieser Betriebsfall zur Verstärkung von Schwingungen unbrauchbar ist, bei einem Verstärker muß die Elektronenstromung etwas schneller laufen als das Wanderfeld.

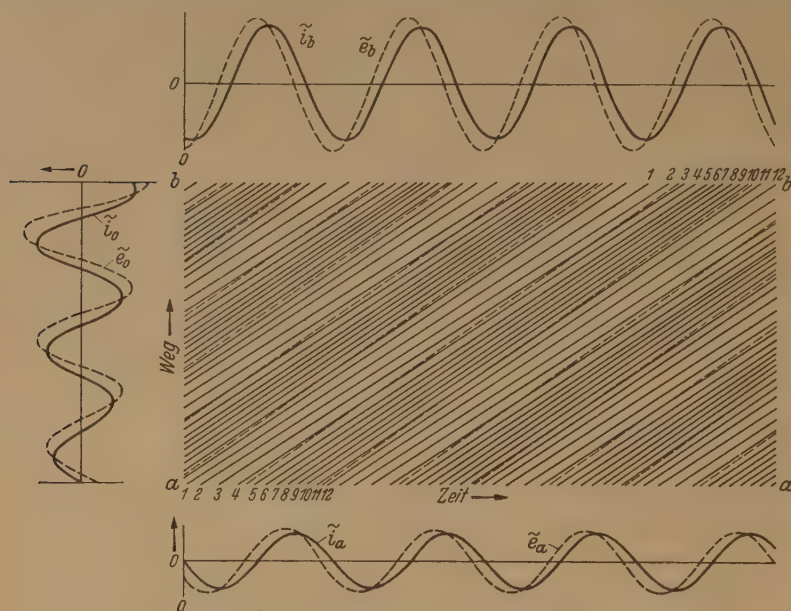


Abb. 9. Elektronenfahrplan im Wanderfeld
(Elektronengeschwindigkeit etwas kleiner als Feldgeschwindigkeit).

trachten, der sich in Abb. 8 unmittelbar aus der Dichte der einzelnen Bahnen ergibt und in die umgebenden Diagramme in Form glatt ausgezogener Kurven eingezeichnet ist. Man erkennt, daß der Wechselstrom nahezu gegenphasig zur Feldstärke verläuft; es bleibt nur eine kleine nachteilige Blindkomponente im Strom übrig.

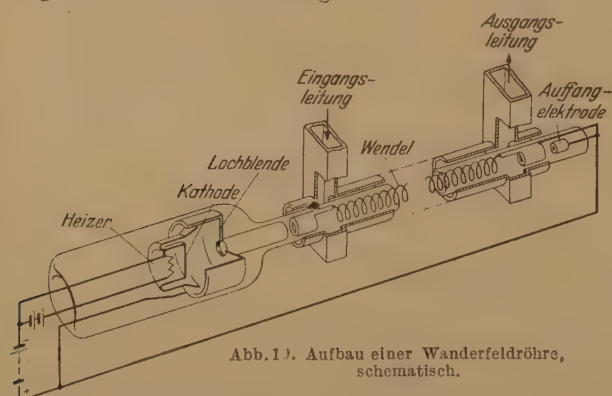


Abb. 10. Aufbau einer Wanderfeldröhre, schematisch.

Den entgegengesetzten Fall der Wanderfeldsteuerung veranschaulicht das Diagramm in Abb. 9. Es ist wieder das gleiche fortschreitende elektrische Wechselfeld angenommen wie in Abb. 8. Nur ist hier vorausgesetzt, daß sämtliche Elektronen ein wenig langsamer fortschreiten als das elektrische Feld; der Vorgang, wie sich die Wechselgeschwindigkeiten ausbilden, ist genau der gleiche wie oben beschrieben, nur sind die Phasenverhältnisse gerade umgekehrt. Aus diesem Grunde bilden sich jetzt die Verdichtungen dort, wo die elektrische Feldstärke ihren positiven Höchstwert hat, und die Verdünnungen bilden sich an den Stellen des negativen Extremwertes. Im übrigen wandern, wie man leicht aus Abb. 9 erkennt, alle Verdichtungen und Verdünnungen wieder mit der Geschwindigkeit des Wanderfeldes, obwohl die einzelnen

bündelt, durchfliegt die Wendel in ihrer Längsrichtung und landet schließlich auf einer Auffangelektrode. Um den Elektronenstrahl bei seiner großen Länge engem Querschnitt zusammenzuhalten, wird ein Längsstrom des Strahles verlaufendes Magnetfeld verwendet, das durch eine außen über die Abschirm gewickelte Spule (in der Abb. nicht dargestellt) erzeugt wird. Alle Elektroden liegen gegenüber der Kathode auf einer hohen Gleichspannung, die die Geschwindigkeit der Elektronen bestimmt. Die verstärkende Hochfrequenzschwingung wird am Anfang der Wendel durch eine Hohlleitung zugeführt, eine kapazitive Einkopplung der Spannung zwischen den beiden Seitenwänden des Hohlleiters durch das Feld hindurch, am Ende der Wendel dient eine gleichartige Anordnung zur Auskopplung der verstärkten Schwingungen.

Mit üblichen Wanderfeldröhren [49], [51] läßt sich beispielsweise im Wellengebiet um 15 cm eine zweihundertfache Leistungsverstärkung bei Ausgangsleistungen bis zu 10 W erzielen. Der Wirkungsbereich der Röhren ist nicht sonderlich hoch, die Röhren eignen sich daher vorwiegend für kleine Ausgangsleistungen; trotzdem sind auch schon Röhren bis zu Leistungen von 1 kW gebaut worden [52]. Vorteilhaft ist bei den Wanderfeldröhren, daß sie keine scharf gestimmten Resonatoren besitzen und daher sehr große Bandbreiten zu übertragen gestatten. Schwierigkeiten macht der richtige elektrische Abschluß der Wendeln; es soll längs der Wendel nur eine fortschreitende Welle in Richtung des Elektronenstrahles laufen; tritt am Ende der Wendel eine Reflexion ein, so läuft auch eine Welle in entgegengesetzter Richtung zurück; diese ist für die Elektronenbewegung nahezu wirkungslos, verursacht aber unter Umständen störende Rückkopplungen zwischen Ausgang und Eingang, die oft zur Selbsterregung des Verstärkers

einer bestimmten Frequenz führen. Zur Ver-
 rung dieser Rückkopplung muß man die Wendeln
 h Aufbringen eines Kohlebelages dämpfen; schal-
 man zur Erhöhung der Verstärkung mehrere
 derfeldröhren hintereinander, so ist die Zwischen-
 tung von Sperrröhren (Wanderfeldröhren, bei
 n der Elektronenstrahl in Intensität und Ge-
 indigkeit so eingestellt wird, daß er die Wellen-
 reitung in einer Richtung nahezu unterbindet)
 kmäßig, wie sie von SCHNITGER [53] angegeben
 en. Durch richtige Bemessung der Wanderfeld-
 en lassen sich recht niedrige Rauschzahlen er-
 en; SCHNITGER [51] erzielt Rauschzahlen von 52.
 h systematische Verkleinerung der Abmessungen
 Wanderfeldröhren kann man noch eine Ver-
 rung bei recht kleinen Wellenlängen erreichen;
 LE [54] beschreibt eine Röhre, mit der bei etwa
 Wellenlänge noch eine zweifache Verstärkung
 lt werden kann. Mit besonders konstruierten
 enleitern ist neuerdings sogar eine etwa 60fache
 rungsverstärkung bei einer Wellenlänge von 6 mm
 lt worden [55].

ine physikalisch sehr interessante Sonder-
 icklung der Wanderfeldröhren stellt die Elek-
 wellenröhre dar; bei ihr vollzieht sich die Ver-
 rung durch die Wechselwirkung von zwei neben-
 ineinanderlaufenden Elektronenstrahlen, die mit
 s unterschiedlicher Geschwindigkeit fliegen. Die
 dgedanken gehen auf NERGAARD [56] und
 FT [57] zurück; die theoretischen Grundlagen be-
 üben PIERCE und HEBENSTREIT [58], experimen-
 Untersuchungen stammen von HOLLENBERG [59].
 ausführende theoretische Berechnung stammt
 ABUS [60].

ie grundsätzliche Wirkungsweise der Elektronen-
 röhre läßt sich aus den Elektronenfahrplänen
 Abb. 8 und 9 verstehen. In beiden Fällen ist das
 e elektrische Wanderfeld vorhanden; nur haben
 Elektronenströmungen unterschiedliche Ge-
 indigkeiten, die eine läuft etwas schneller, die
 re etwas langsamer als das elektrische Feld. Sind
 Elektronenströmungen so schwach, daß Raum-
 erscheinungen die Feldverteilung nicht nennens-
 verändern, so kann man sie einfach gleichzeitig
 h das Feld fliegen lassen, ohne daß sich die Be-
 gungsvorgänge im einzelnen verändern; man muß
 esem Zweck zwei, zweckmäßigerweise ineinander-
 achtelte Kathoden vorsehen, die sich auf ver-
 denem Gleichpotential befinden. Nunmehr ad-
 n sich die Elektronenleitungsströme; dabei heben
 die negative und die positive Wirkkomponente
 beiden Strömungen gegeneinander weg, es bleiben
 die beiden induktiven, d. h. der elektrischen Feld-
 te um 90° nacheilenden Blindkomponenten übrig.
 e sind nun bei richtiger Einstellung der Betriebs-
 iltnisse gerade entgegengesetzt gleich dem ka-
 iven Verschiebungsstrom, der zu der elektrischen
 selfeldstärke gehört; alle Ströme heben sich
 weg, der Gesamtstrom ist Null, ein äußerer
 enleiter ist überflüssig. Es entsteht eine Ver-
 rung, dargestellt durch das exponentielle An-
 sen der Feldstärke und der Ströme, allein durch
 Wechselwirkung der Elektronenstrahlen. Man
 die Wirkungsweise auch noch etwas anders auf-
 n: der etwas schnellere Elektronenstrahl gibt
 frequenzenergie ab, die der langsamere ver-

braucht; der langsame Strahl stellt somit den Wellen-
 leiter für den energieabgebenden, schnelleren Strahl
 dar.

Die Elektronenwellenröhre wirkt deshalb be-
 stechend, weil sie allein auf der Wechselwirkung von
 Elektronenstrahlen ohne Hochfrequenzelektroden be-
 ruht und daher noch eine wesentliche Verkleinerung
 der Betriebswellenlängen möglich erscheinen läßt.
 Hier taucht jedoch die Schwierigkeit auf, daß mit zu-
 nehmender Frequenz die Verschiebungsströme immer
 größer werden und damit auch immer größere Leitungs-
 wechselströme und mithin immer größere Strahlstrom-
 dichten erforderlich machen, die schließlich durch ihre
 allzu hohe Raumladungsdichte die Wirkungsweise
 völlig in Frage stellen.

4.4. Rückkopplung.

Es war schon oben erwähnt, daß bei einer Wander-
 feldröhre mit Wendel störende Rückkopplungen auf-
 treten können, wenn reflektierte Wellen auf der Wendel
 gegen die Richtung des Elektronenstrahles laufen. Man
 kann diese Erscheinung selbstverständlich auch aus-
 nutzen, um die Wanderfeldröhre zum selbsterregten
 Sender zu machen. Man kann aber auch die Wendel zu
 einem Kreis zusammenbiegen und die Elektronenströ-
 mung im Kreise anihrentlangführen; zu diesem Zwecke
 verwendet man ein konstantes Magnetfeld, das auf der
 Ebene des Kreises senkrecht steht. Solche Röhren
 sind zu Versuchszwecken gebaut worden [61]. Man
 kann nun noch einen Schritt weitergehen und die
 Kathode in Form eines Zylinders mit großer Ober-
 fläche in die Mitte des Kreises setzen; die Elektronen
 durchlaufen dann unter dem Einfluß der Gleich-
 spannung zwischen Kathode und Wendel und dem
 Einfluß des Magnetfeldes zyklidenförmige Bahnen,
 die an den Außenseiten der Wendel entlangstreichen
 und das Wechselfeld durchsetzen. Ersetzt man die
 Wendel durch ein System von vielen Resonatoren,
 so kommt man zu der Ausführungsform des Vielschlitz-
 Vielresonator-Magnetrons, das für größere Hoch-
 frequenzleistungen der wichtigste Generator bei sehr
 kurzen Wellen ist und in seiner Wirkungsweise nichts
 anderes als eine in sich rückgekoppelte Wanderfeld-
 röhre darstellt.

Der Entwicklungsgang des Vielschlitzmagnetrons
 war recht eigenartig. Nachdem HABANN die zy-
 lindrische Magnetfelddiode mit geschlitzter Anode an-
 gegeben hatte [62], bedurfte es geraumer Zeit, bis ihre
 Eignung zur Erzeugung höchster Frequenzen ent-
 deckt wurde. Die Vorstellung, daß der Schwingungs-
 vorgang durch zwei entgegengesetzt umlaufende
 elektrische Felder zu erklären sei (was der Wanderfeld-
 vorstellung entspricht), stammt von POSTHUMUS [63].
 Der Gedanke, zwischen den einzelnen Schlitzten der
 Anode Resonatoren anzuordnen und als Löcher in
 einem großen gemeinsamen Anodenblock (vgl. unten)
 auszubilden, geht auf ALEKSEJEFF und MALEAROFF [64]
 zurück. Die Fortentwicklung der Röhre ist größten-
 teils rein experimentell erfolgt, ohne daß in allem klare
 theoretische Vorstellungen über die Wirkungsweise
 herrschten. Die Arbeiten von STEIMEL [65] und
 LERBS [66] haben die Ähnlichkeit des Vielschlitz-
 magnetrons mit anderen Laufzeitröhren schon deut-
 lich ausgesprochen; aber erst nach der Erfindung der
 Wanderfeldröhren konnte dieser sehr fruchtbare Ge-
 danke zur Erklärung der Arbeitsweise des Magnetrons

herangezogen werden, wie es in einer Arbeit von DÖHLER [67] erfolgt ist.

Als Ausführungsbeispiel für die Vielschlitzmagnetrons ist in Abb. 11 die Schnittzeichnung der Röhre 725 A dargestellt. Das System besteht aus einer großen zylindrischen Oxydkathode, die in der Anodenbohrung des Anodenkörpers angeordnet ist; von dieser Anodenbohrung gehen 12 radiale Schlitze aus, die in 12 Löchern enden. Schlitze und Löcher stellen die Resonatoren dar, wobei die Schlitze als Kapazitäten und die Löcher als Induktivitäten wirken. Eine Anordnung von vielen miteinander gekoppelten Resonatoren kann in verschiedenen Schwingungszuständen mit entsprechend verschiede-

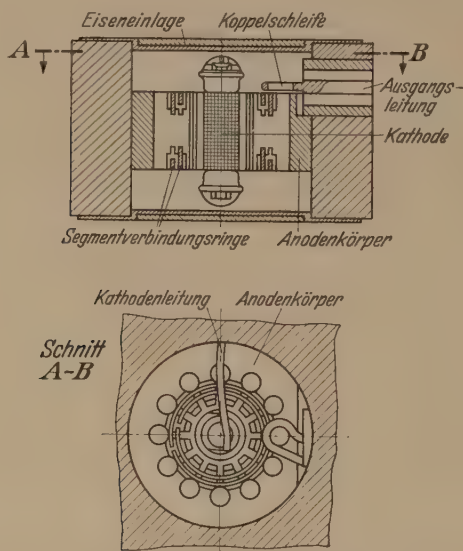


Abb. 11. Schnittzeichnung des Magnetrons 725 A.

nen Eigenfrequenzen schwingen, wie dies von den Kettenleitern und Bandfiltern bekannt ist. Für den Betrieb ist beim Magnetron der Schwingungszustand erwünscht, bei dem nebeneinanderliegende Resonatoren gerade gegenphasig schwingen. Um diesen Schwingungszustand zu erzwingen und das Umspringen in andere Zustände und entsprechend andere Betriebsfrequenzen zu unterbinden, sind an der Ober- und Unterseite des Anodenkörpers je zwei ringförmige Leitungen angeordnet, die immer mit dem jeweils zweiten Anodensegment in metallischem Kontakt stehen und somit jeden Resonator mit dem übernächsten „parallel schalten“. Der Anodenkörper ist in einen flachen Metallblock eingelötet, der außen Kühlrippen trägt (in Abb. 11 nicht dargestellt); an seinen Seiten sind zwei Abschlußdeckel mit Eiseneinlagen eingesetzt; an diesen greifen unmittelbar die Polschuhe eines Dauermagneten an. Die nach außen zu führende Hochfrequenz wird induktiv aus einem Resonator ausgekoppelt; bei einem Resonator ist oberhalb des Anodenblocks eine Koppelschleife angebracht; an diese schließt eine koaxiale Leitung an.

Vielschlitzmagnetrons sind in sehr vielen Typen hergestellt worden, wie man beispielsweise aus den Veröffentlichungen von COLLINS [68] und HOK [69] entnehmen kann. Nachteilig ist, daß durch die Herstellung des Anodenkörpers die Betriebswellenlänge festliegt und nicht von außen in einfacher Weise verändert werden kann (es sind allerdings auch Konstruktionen angegeben worden, um die Betriebswellen-

länge durch mechanische Veränderungen, beispielsweise an den Segmentverbindungsleitungen, durch die Vakuumbülle hindurch zu verändern). Die in Abb. 11 dargestellte Röhre ist für eine Wellenlänge von 3,2 cm ausgelegt. Als Vorteil ist bei den Magnetrons die sehr hohe Leistung und der gute Wirkungsgrad zu nennen, der besonders bei Impulsbetrieb vorhanden ist. Wie POMERANTZ [70] darstellt, treten unter dem Einfluß der zur Kathode zurückgeworfenen Elektronen Sekundäremissionsströme von außerordentlicher Größe auf, so daß die Kathode im Schwingbetrieb stark abgibt, die den Sättigungsstromwert bei statischem Betrieb weit übersteigen. Da die bei diesem Schwingbetrieb auftretenden Verlustwärmeleistungen sehr hoch werden, ist bei den meisten Röhren nur Impulsbetrieb möglich. Die in Abb. 11 dargestellte Röhre gibt beispielsweise Impulsleistungen von 70 kW bei einer Spannung von 16 kV, einem Magnetfeld von 5500 Gauß und einem Anodenstrom von 16 A. Die Impulsdauer soll etwa $1 \mu s$ betragen, der Impuls wiederholt sich 1000mal pro Sekunde, die mittlere Eingangsleistung ist 150 W. Allgemein sind Magnetrons üblich im Wellengebiet zwischen 50 und 100 cm mit Impulsleistungen bis zu 100 kW. Bei Wellenlängen um 10 cm sind sogar Impulsleistungen von 1 MW erzielt worden.

5. Zusammenfassung.

Der vorliegende Bericht hat nur diejenigen Röhrentypen zur Erzeugung und Verstärkung von hochfrequenten Schwingungen aufgezählt, die in größerem Umfang technische Verwendung gefunden haben. Es gibt noch viele Röhren lassen sich einteilen in raumladungsgesteuerte Typen (Trioden), geschwindigkeitsgesteuerte Typen (Klystrons, Reflexionsklystrons) und wandelstromgesteuerte Typen (Wendelröhren, Elektronenwandröhren, Magnetrons). Es ist zusammenfassend anzustellen, daß für die physikalische Forschung in den Röhren bis etwa zu einem halben Zentimeter Wellenlänge zur Verfügung stehen.

Literatur: [1] DIN-Einheitsblatt 40015. — [2] GUNDLACH, F. W.: Naturforschung und Medizin in Deutschland (Fiat-Review), Bd. 15, I, S. 156. — [3] Gesetz Nr. 2. Durchführungsverordnung, Amtsblatt der alliierten Kommando-Kommission für Deutschland (1950) Nr. 18 und Nr. 63. — [4] FRÄNZ, K.: Hochfrequenztechn. 59, 1 (1942). — [5] KLEEN, W.: Telefunkenröhre 7, 1 (1937) 357 (1941). — [6] GUNDLACH, F. W.: Grundlagen der Hochfrequenztechnik. Springer 1950. — [7] EPSTEIN, I.: Verh. dtsh. physik. Ges. 21, 85 (1919). — [8] MUIR, I.: Physic. Rev. 2, 450 (1919). — [9] ROTHE, W. KLEEN: Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren. Akadem. Verl.-Ges. (1943). — [10] GUNDLACH, F. W.: Arch. Elektrotechn. 37, 463 (1943). — [11] MÜLLE, H.: Hochfrequenztechn. 41, 156 (1933). — [12] GUNDLACH, F. W.: Funk u. Ton 2, 417, 454 u. 516 (1948); Z. Naturforsch. 111 (1947). — [13] BAKKER, C. J.: u. G. DE VRIES: Phys. 683 (1935). — [14] BENHAM, W. E.: Proc. Inst. Radio Engrs. 26, 1093 (1938). — [15] ZUHRT, H.: Hochfrequenztechn. 47, 58 u. 79 (1936). — [16] McARTHUR, J.: Electronics 18, H. 2, 98 (1945). — [17] HUBER, R. K. RICHTER: Dtsch. Luftfahrtforsch., Untersuch. u. Ber. 803, 191 (1944). — [18] KLEEN, W.: Elektr. Nachrichtentech. 20, 140 (1943). — [19] GUREWITSCH, A. I.: J. R. WHINNERY: Proc. Inst. Radio Engrs. 35, 462 (1947). — [20] MORTON, J. A.: Bell Lab. Rec. 27, 166 (1949). — [21] MORTON, J. A. u. R. M. RYDER: Bell System techn. 496 (1950). — [22] BOWEN, A. E. u. W. W. MUMFORD: System techn. J. 29, 531 (1950). — [23] SCHOTTKY, W.: Ann. Phys. 57, 541 (1918). — [24] SCHOTTKY, W. E. SPENKE: Wiss. Veröff. Siemens-Konzern 16, 1 u. 19 (1938).

[24] BAKKER, C. J.: *Physica* **8**, 23 (1941); *Wirel. Engr.* **26**, 1949). — [25] KLEEN, W.: *Frequenz* **3**, 209 (1949). — VAN DER ZIEL, A. u. A. VERSNEL: *Philips Res. Rep.* **3**, 1948). — [27] KLEEN, W.: *FTZ* **4**, 19 u. 56 (1951). — STRUTT, M. J. O. u. A. VAN DER ZIEL: *Physica* **9**, (1942); **10**, 823 (1943). — [29] ARSENJEWA-HEIL, A. HEIL: *Z. Physik* **95**, 752 (1935). — [30] BRÜCHE, E. RECKNAGEL: *Z. Physik* **108**, 459 (1938). — [31] HAHN, J. u. G. F. METCALF: *Proc. Inst. Radio Engr.* **27**, 106 (1949). — [32] VARIAN, R. H. u. S. F. VARIAN: *J. Appl. Phys.* **10**, 321 (1939). — [33] HAHN, W. C.: *Gen. Electr.* **42**, 238 (1949). — [34] WEBSTER, D. L.: *J. Appl. Phys.* **10**, 501 u. 864 (1939). — [35a] DÖRING, H.: *Hochfrequententechn.* **62**, 98 (1943); *Arch. el. Übertrag.* **3**, 293 (1949); **7** u. 223 (1950). — [35b] GEBAUER, R. u. G. KLEESATTEL, Veröff. Techn. Hochschule Darmstadt **1**, 97 (1949). — LABUS, J.: *Z. Naturforsch.* **3a**, 52 (1948). — [37] LEAR, V.: *Proc. Inst. Radio Engr.* **38**, 1033 (1950). — VARIAN ASS.: *Electronics* **24**, H. 3, 287 (1951). — MÜLLER, J.: *Hochfrequenztechn.* **60**, 19 (1942). — FA. J. PINTSCH K. G.: *DRP* 665 619 (1935). — BARKHAUSEN, H. u. K. KURZ: *Phys. Z.* **21**, 1 (1920). — LAFFERTY, J. M.: *Proc. Inst. Radio Engr.* **35**, 913 (1947). — [43] HARRISON, A. E.: *Klystron Tubes* (1947), McGraw-Hill Book Comp. New York. — [44] DÖRING, H.: *J. Appl. Phys.* **17**, 2105 (1949). — [45] LAFFERTY, J. M.: *J. Appl. Phys.* **17**, (1946). — [46] LENZ, W.: *Ann. Phys.* **IV** **43**, 749 (1914). — [47] KOPFFNER, R.: *Proc. Inst. Radio Engr.* **35**, 124 (1947). — [48] PIERCE, J. R.: *Proc. Inst. Radio Engr.* **35**, (1947). — [49] PIERCE, J. R.: *Traveling-Waves Tubes*

(1950), Van Nostrand Comp., New York. — [50] DÖHLER, O. u. W. KLEEN: *Arch. el. Übertrag.* **3**, 54, 93 (1949). — [51] SCHNITZER, H.: *Funk u. Ton* **4**, 347 (1950) u. **5**, 143 (1951). — [52] WEBER, S. E.: *Electronics* **23**, H. 6, 100 (1950). — [53] SCHNITZER, H.: *FTZ* **4**, 301 (1951). — [54] LITTLE, J. B.: *Electronics* **24**, H. 4, 123 (1951). — [55] MILLMAN, S.: *Proc. Inst. Radio Engr.* **39**, 1035 (1951). — [56] NERGARD, L. S.: *RCA Rev.* **9**, 585 (1948). — [57] HAEFF, A. V.: *Proc. Inst. Radio Engr.* **37**, 4 (1949). — [58] PIERCE, J. R. u. W. E. HEBENSTREIT: *Bell System techn. J.* **28**, 33 (1949). — [59] HOLLENBERG, A. V.: *Bell System techn. J.* **28**, 52 (1949). — [60] LABUS, J.: *Arch. el. Übertrag.* **4**, 353 (1950). — [61] WARNECKE, R. R., W. KLEEN, A. LERBS, O. DÖHLER u. H. HUBER: *Proc. Inst. Radio Engr.* **38**, 486 (1950). — [62] HABANN, E.: *Hochfrequenztechn. u. Elektroakust.* **24**, 115 u. 135 (1924). — [63] POSTHUMUS, K.: *Wireless Engr.* **12**, 126 (1935). — [64] ALEKSEJEFF, N. T. u. D. E. MALEAROFF: *J. techn. Physics USSR* **10**, 1297 (1940); *Proc. Inst. Radio Engr.* **32**, 136 (1944). — [65] STEIMEL, K.: *Dtsch. Luftfahrtforsch. Untersuch. u. Mitt.* **803**, 5 (1944). — [66] LERBS, A.: *Dtsch. Luftfahrtforsch. Untersuch. u. Mitt.* **803**, 139 (1944). — [67] DÖHLER, O.: *Funk u. Ton* **5**, 146 u. 257 (1951). — [68] COLLINS, G. B.: *Microwave Magnetrons* (1948), New York, McGraw-Hill Book Comp. — [69] HOK, G.: *Advanc. in Electronics* **2**, 219 (1950). — [70] POMERANTZ, M. A.: *Proc. Inst. Radio Engr.* **34**, 903 (1946).

Prof. Dr. Ing. F. W. GÜNDLACH
Institut für fernmeldetechnische Geräte und Anlagen
Technische Hochschule Darmstadt.

50 Jahre Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München.

Von WALTHER MEISSNER.

Am 1. März 1902 wurde das Laboratorium für Technische Physik in München als erstes derartiges Institut einer Technischen Hochschule auf Veranlassung CARL VON LINDE's gegründet. Die Leitung des Institutes wurde damals dem Physiker OSCAR KNOBLAUCH übertragen. Nach dem Wunsche CARL LINDE's sollte das Laboratorium von einem Physiker geleitet werden, der die experimentellen Beobachtungsmethoden schon kennt und sich nur nach technisch-physikalischen Wünschen der Technik richten muß. Er soll jung sein, damit er noch lange leben kann, sondern sich dauernd betätigt, solche Fragen zu bearbeiten, die die Technik der Physik zu haben wünscht. Diesen programmatischen Forderungen ist in den verflossenen 50 Jahren Rechnung getragen worden, auch als KNOBLAUCH die Leitung des Laboratoriums an den Verf. übergab, allerdings mit der Einschränkung, daß der Verf. bei der Übernahme des Ordinariats für Technische Physik und der Leitung des Institutes nicht mehr so jung war, wie KNOBLAUCH beim Antritt seines Amtes. So hat KNOBLAUCH nie die Absicht gehabt, die Arbeiten des Laboratoriums auf ein spezielles Gebiet zu beschränken, sondern immer diejenigen Probleme aufgegriffen, die wichtig waren. Es sind unter seiner Leitung nicht nur die thermodynamischen Eigenschaften des hochgespannten Wasserdampfes, die Temperaturmeßfehler, der Peltier-THOMSON-Effekt, die Wärmeübergangsfragen, der Wärmeschutz von Gebäuden behandelt, sondern auch die Grundlagen für den Schallschutz in

Gebäuden und den Schutz gegen Erschütterungen durch Maschinen geschaffen und viele Einzelfragen auf den verschiedensten Gebieten der Technischen Physik geklärt. Auch nach dem Fortgange KNOBLAUCH's wurden im Laboratorium für Technische Physik nicht nur die unter KNOBLAUCH bearbeiteten Aufgaben beibehalten, sondern auch neue technisch-physikalische Fragen, die sich darbieten, behandelt. Solche Fragen waren zum Beispiel die in den Reifen von Kraftfahrzeugen auftretende Erwärmung, die experimentell festgestellt wurde, die Luftdurchlässigkeit und Wärmeisolierung von verschiedenen Stoffen, verschiedene Arten des Ausscheidens einer Phase aus Mischungen zweier Gas- und Dampfphasen, die Wärmeleitfähigkeit von flüssigen Sauerstoff und Stickstoff, die Wärmeleitfähigkeit von kältetechnischen Salzlösungen, die Wirksamkeit des Feuchtigkeitsgehaltes auf die Wärmeleitfähigkeit von Isolierstoffen, der Einfluß der Kapillarkondensation auf die Wärmeleitfähigkeit von Baustoffen, die experimentelle und theoretische Erklärung des Agafko-Verfahrens zur Herstellung von fester Kohlensäure, die Wärmeübertragung bei hohen REYNOLDSschen Zahlen, die thermodynamischen Eigenschaften von Glykolwassergemischen, die in den Kühlern von Flugmotoren verwendet werden; die Eigenschaften von elektrischen Belichtungsmessern, elektrische Beleuchtungsmesser, Messung der Schallreflexion bei schrägem Einfall der Schallwellen, hochempfindliche gepanzerte Nadelgalvanometer unter Benutzung moderner Materialien für Nadel und Panzer, Eigenschaften von Detektoren

bei tiefen Temperaturen und niedrigen Drucken, Schwingungen von Schraubenfedern unter Berücksichtigung ihrer Masse.

Schon unter KNOBLAUCH wurden in dem Institut viele amtliche Prüfungen durchgeführt, insbesondere Prüfungen auf dem Gebiete der Wärmeisolierung von Isolier- und Baumaterialien und auf dem Gebiete des Schallschutzes. Diese Prüfarbeiten wurden nach 1934 noch erweitert, besonders seit nach dem Kriege dem Laboratorium für Technische Physik ein *Bayer. Staatl. Prüfamt für Technische Physik bei der Techn. Hochschule München* angegliedert wurde. Die Gründung dieses Prüfamtes durch das Kultusministerium wurde damals notwendig, da die Physikal.-Techn. Reichsanstalt noch nicht wieder in Gang gekommen war und von vielen Seiten Anträge bei dem Laboratorium für Techn. Physik gestellt wurden, die früher die PTR bearbeitet hatte, zum Beispiel auch viele Anträge bezüglich der Prüfung von Spielgeräten. Allmählich ist ein großer Teil dieser allgemeinen Prüfungsarbeiten wieder an die inzwischen als Nachfolgerin der PTR gegründete Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig übergegangen. Eine ganze Reihe von Prüfungen für die bayerische Industrie werden aber weiter in dem Bayer. Staatl. Prüfamt durchgeführt, da dies für die bayerische Industrie natürlich bequemer ist. Solche Arbeiten erstrecken sich zum Beispiel auch auf die Prüfung von Manometern und anderen Apparaten, vor allem aber auf die Prüfung der Wärme- und Schallisolierung von Baumaterialien und dgl.

Die Forschungsarbeiten des Institutes wurden seit dem Kriege erheblich dadurch beeinträchtigt, daß der Lehrbetrieb, der selbstverständlich zum Institut gehört, mindestens auf das Vierfache gegenüber dem Lehrbetrieb vor dem Kriege angewachsen ist. Dies gilt nicht nur für das bei dem Institut abgehaltene Praktikum für Technische Physik, sondern auch für die Zahl der Diplomkandidaten und Doktoranden, die Arbeiten im Institut durchführen. Die Diplomarbeit eines jeden Kandidaten dauert mindestens $\frac{1}{2}$ Jahr, meist 1 Jahr, die Arbeit eines Doktoranden mindestens 1 Jahr, oft 2 Jahre. Es sind jetzt im Institut mehr als 30 Diplomkandidaten und Doktoranden ständig tätig, da es nicht zu verantworten war, einen größeren Teil derselben abzuweisen, und da sich auch die größere Zahl der Kandidaten in den Räumen des Institutes einigermaßen unterbringen ließ, wenn auch eben unter Beeinträchtigung der Forschungsarbeiten des Leiters und der Assistenten. Die Zahl der Assistenten ist gegenüber früher nur wenig erhöht worden. Das Institut hat jetzt 3 Assistenten und in den letzten Jahren noch einen Hilfsassistenten. Auch die Zahl der Mechaniker konnte nur vorübergehend auf 4 erweitert werden.

Das Institut war während der letzten Jahre des Krieges in Ausweichräume in Herrsching am Ammersee verlagert. Zum Glück wurden die Räume des Institutes verhältnismäßig wenig durch den Krieg mitgenommen. Nur die große Maschinenhalle wurde unbrauchbar und ist erst im letzten Jahr wieder instandgesetzt worden. So konnte das Institut bald nach dem Kriege wieder in die alten Räume einziehen. Allerdings waren die Apparate und Maschinen vielfach reparaturbedürftig geworden, wodurch der Werkstatt viel Arbeit entstand.

Die Techn. Hochschule München ist die einzige Hochschule, die 2 Arten von Physikern ausbilde: solche der mehr technischen Richtung A (Abschlußexamen als Dipl.-Ing.) und solche der rein physikalischen Richtung B (Abschlußexamen als Dipl.-Physiker). Die A-Physiker, die nach dem Vorexamen auch rasch schnelle Entwürfe ausführen müssen und in technischen Fächern geprüft werden, sind die Technischen Physiker, an die CARL VON LINDE ursprünglich gedacht hatte. Die Ausbildung der B-Physiker kam erst später in München dazu. Zeitweilig wurde daran gedacht, ob man die Richtung der A-Physiker ganz fallen lassen sollte. Aber es hat sich gezeigt, daß nicht nur der Wunsch nach Ausbildung als A-Physiker bei vielen Studierenden groß ist, sondern daß auch seitens der Industrie, z. B. seitens der Linde-Gesellschaft, solche A-Physiker großer Wert gelegt wird.

An der Techn. Hochschule München wird von dem Verf. als Ordinarius für Techn. Physik seit 1934 eine größere Vorlesung über alle Gebiete der Technischen Physik gehalten, was nur an wenigen deutschen Hochschulen der Fall ist. Diese Vorlesung erstreckt sich auf 4 Semester und behandelt Anwendungen der Thermodynamik, Anwendungen der Elektrizitätslehre und Optik, Anwendungen der Mechanik und Akustik und ausgewählte Kapitel aus der Technischen Physik. Man könnte denken, daß statt dieser Vorlesung auch Spezialvorlesungen anderer Professoren gehört werden könnten, z. B. bezüglich der Anwendungen der Mechanik. Aber in Wirklichkeit ist das, was in der allgemeinen Vorlesung über Technische Physik geboten wird, doch etwas ganz anderes als das, was in den einschlägigen Spezialvorlesungen gebracht wird, gerade auch zum Beispiel bezüglich der Anwendungen der Mechanik.

Seit 1939 wurde im Laboratorium für Technische Physik mit Rücksicht auf die für die Technik zu wartenden wichtigen Anwendungen das von CARL VON LINDE befruchtete Gebiet der tiefen Temperaturen auf die allertiefsten Temperaturen, bis zur Temperatur des flüssigen Heliums, ausgedehnt. Da sich aber zeigte, daß ein solches Kälteinstitut ein ständiger Stab von wissenschaftlichen Mitarbeitern und Technikern benötigt, wurde es vor einigen Jahren von der Techn. Hochschule abgezweigt und als Institut der *Bayer. Akademie der Wissenschaften Herrsching* errichtet. Es gehört nun zur *Kommission für Tieftemperaturforschung der Bayer. Akademie der Wissenschaften*, die jetzt vom Verf. des Artikels als Mitglied der Akademie geleitet wird. Dadurch wird eine Kontinuität der Arbeiten dieses Instituts auch bei Neubesetzung des Lehrstuhles für Technische Physik gewährleistet.

Die Forschungsarbeiten des Institutes wurden bei den verhältnismäßig sehr knappen Etatsmitteln oft nur dadurch ermöglicht, daß es Einnahmen der Prüftätigkeit des Bayer. Staatl. Prüfamtes hat und daß ihm Mittel von der *Industrie*, vom *Bund* und *Freunde der Technischen Hochschule* und von der *Linde-Stiftung* zur Verfügung gestellt wurden. Der Leiter des Laboratoriums erhielt auch mehrere größere Leihgaben der *Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft* für ihre Forschungsarbeiten.

Unter den vielen, die im Laboratorium für Technische Physik einen wesentlichen Teil ihrer wissenschaftlich-technischen Ausbildung erhielten, gibt

größere Zahl, die zu leitenden Stellungen in der Industrie oder in staatlichen Betrieben aufstiegen und den Hochschulordinariate übertragen wurden. Von ihnen nur der I. Assistent des Laboratoriums, Dr. RICHARD LINDE, ein Sohn CARL VON LINDE's und Ehrendoktor der Münchener Technischen Hochschule, genannt.

Ich glaube, daß die Entwicklung, die das Laboratorium für Technische Physik in den verfloßenen 50 Jahren genommen hat, ganz dem entspricht, was sich CARL VON LINDE gewünscht hätte und ich hoffe zuversichtlich, daß dies auch in den nächsten 50 Jahren der Fall sein wird.

Buchbesprechungen.

Wagner, K: Operatorenrechnung und Laplacesche Transformation. 2. verbesserte Auflage. Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1950. 471 S. u. 126 Abb. Geb. DM 42.80.

Die erste Auflage des WAGNERSchen Buches fiel seinerzeit auf fruchtbaren Boden; denn einerseits war das Interesse an der HEAVISIDESchen Operatorenrechnung stark anwachsen, andererseits waren viele durch das 1937 erschienene Buch von DOETSCH über die Laplacetransformation auf die zwingende Notwendigkeit einer mathematischen Verfertigung der HEAVISIDESchen Methoden aufmerksam geworden, ohne daß sie sich die Zeit nehmen konnten, das Buch von DOETSCH in allen Einzelheiten durchzuarbeiten. Technische Physiker und Ingenieure waren es ferner, die mit komplexen Widerstandsoperatoren zu rechnen und Fourierintegrale zu benutzen, da diese Begriffe ihrer damaligen Denkweise sehr zusagten. Eine Vereinigung der Begriffe mit den HEAVISIDESchen Operatoren konnte auf der übergeordneten Ebene der LAPLACESchen Funkltransformation erfolgen, wenn man nicht den Intensonsweg beim Fourierintegral von der reellen Achse in die komplexe verschieben wollte, wie es SOMMERFELD häufig in pflegte. Doch ist für die Behandlung von Anfangsaufgaben bei gewöhnlichen und partiellen Differentialgleichungen die einseitige LAPLACE-Transformation das Gebe. WAGNER hat es nun mit seinem Buch seinerzeit an, diese Methode den technisch interessierten Kreislugänglich zu machen, indem er einerseits mathematische Mittel in handlicher Form bereitzustellen wußte, andererseits vieles an Hand von technisch-physikalischen Beispielen herausarbeitete. Dies entsprach gerade der Denke der Ingenieure. Durch die Fülle seiner Beispiele, die keine ausgesuchte lehrhaften Züge trugen, gab das WAGNERSche Buch neue Anregungen. Daß die WAGNERSche Art Darstellung eine sehr geglückte war, konnte ich in einem Vortrag über LAPLACE-Transformation beobachten, das wir im vergangenen zwei Semestern an der Mainzer Universität abgehalten haben; denn das Buch wurde neben dem Buch von DOETSCH auch von Mathematikstudenten eifrig benutzt. Gegenüber der ersten Auflage ist die jetzt vorliegende nur wenig verändert worden, wenn man von der Erweiterung des Kataloges von Korrespondenzen um 111 Nummern absieht. Doch hat Verf. eine Reihe von Formulierungen noch verschärft, wie schon der von „Operatorenrechnung“ in „Operatorenrechnung und LAPLACESche Transformation“ abgeänderte Titel zeigt.

Die von WAGNER gebrachte Definition des LAPLACE-Integrals enthält im Gegensatz zu DOETSCH immer noch den Vorzeichenfehler p . Zugunsten der WAGNERSchen Definition, spricht die Tatsache, daß hier Ober- und Unterfunktion dieselbe Dimension besitzen. Weniger schön ist es, daß man sich mit der WAGNERSchen Definition vom Fourierintegral mehr als genügend distanziert. Die Wurzeln der Zwiespältigkeit liegen hier erfreulicherweise nicht so tief, wie bei dem allgemeinen Problem der Maßsysteme in der Elektrodynamik. So ist zu hoffen, daß es bald zu einer Einigung über die Definition des LAPLACE-Integrals kommt. Das Erscheinen der zweiten Auflage des WAGNERSchen Buches wird sicher überall sehr begrüßt werden. Möge das Buch zu seinen alten Freunden auch recht viele neue gewinnen!
G. U. SCHUBERT.

Weiss, F: Analytische Geometrie. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1950. VI, 167 S. u. 64 Abb.

Brosch. DM 9.60.

Das Buch ist in Anbetracht seines geringen Umfangs erheblich inhaltsreich und dabei infolge der klaren Dar-

stellung leicht verständlich; es setzt nur in seinen späteren Teilen die Kenntnis der Determinanten und Matrizen voraus, die man sich aus einem Büchlein ähnlichen Charakters vom gleichen Verfasser erwerben kann.

Etwa die Hälfte des Buches ist einer elementaren Einführung in die analytische Geometrie der Ebene und des Raumes gewidmet, die bis zur Polarentheorie der Kurven und Flächen zweiten Grades führt, und die zugleich einen ansprechenden Lehrgang der Vektorrechnung enthält; die kongruenten und die ähnlichen Transformationen der Ebene und des Raumes werden ihrer Wichtigkeit entsprechend behandelt. Darauf folgt eine Einführung in die projektive Geometrie, die das Wesentliche bringt und in die Klassifikation der Kurven und Flächen 2. O. nach verschiedenen Gesichtspunkten einmündet. Auch der gruppentheoretische Standpunkt kommt zur Geltung.

Wenn kleine Wünsche geäußert werden dürfen, so seien es diese: Bei der Definition der Polarkoordinaten sollte so verfahren werden, daß der Radiusvektor auch negativer Werte fähig wird; bei der HESSESchen Normalform der Geraden- und Ebenengleichung wäre eine genaue Erklärung wertvoll, wieso durch sie orientierte Gebilde dargestellt werden.

Sehr viele Aufgaben erleichtern die Einübung des gebotenen Stoffes und dienen zur Anregung und Vertiefung; gute Figuren beleben den Text.
F. LÖBEL.

Jung, K.: Angewandte Geophysik. Wolfenbüttel-Hannover: Wolfenbütteler Verlagsanstalt 1948. 104 S. Brosch. DM 7,60.

Dieses einführende Buch, mit dem Untertitel „Geophysikalische Verfahren zur Erforschung des Untergrundes“, behandelt die gravimetrischen, magnetischen, seismischen, elektrischen, radioaktiven und thermischen Messungen, ferner anhangsweise die physikalischen Eigenschaften der Gesteine, einige mathematische Entwicklungen sowie das Schrifttum. Nachdem die geophysikalischen Verfahren zu einem mächtigen Hilfsmittel bei der Bodenforschung geworden sind, besteht Bedürfnis nach kurzgefaßten Einführungen in die physikalischen Grundlagen, die auch Geologen und Bergingenieuren das Verständnis erleichtern sollen. Die Schwierigkeiten liegen dabei in der Auswahl des Stoffes und in der Darstellung von Teilgebieten, die in den heutigen Grundvorlesungen, zugunsten der Atomphysik, etwas stiefmütterlich behandelt werden. Dem Verfasser kam seine eigene Tätigkeit in der Gravimetrie zugute, vor allem aber seine Lehrbegabung, die sich schon in seiner bekannten „Kleinen Erdbebenkunde“ gezeigt hat. Man kann deshalb das Büchlein bestens empfehlen, namentlich auch für Studenten der Nachbargebiete.
J. BARTELS.

Lexikon der Physik. Herausgegeben von H. Franke. Band IA—K. Stuttgart: Francksche Verlagsbuchhandlung 1950. 721 S. mit zahlreichen Abbildungen und 24 Tafeln. DM 72.—.

Zweifelloos ist ein auf der Höhe der wissenschaftlichen Forschung stehendes Lexikon der Physik gerade für die auf dem Gebiet der angewandten Physik tätigen Physiker von großem Wert, um sich rasch über dem eigenen Arbeitsgebiet ferner liegende Fragen informieren und die wichtigste Literatur auffinden zu können. Das Studium des ersten, jetzt fertigen Bandes zeigt, daß es dem Herausgeber gelungen ist, Mitarbeiter zu gewinnen, die ihrer schweren Aufgabe gewachsen sind. Es haben an diesem ersten Band 20 Wissenschaftler mitgearbeitet, so daß die einzelnen Artikel wirklich von Fachleuten geschrieben sind. Die vielen sehr gut gelungenen Abbildungen erleichtern das Verständnis, ebenso

die zahlreichen Bilder auf den 14 Tafeln. Gerade durch die Abbildungen und Bilder wird das Werk auch für Nicht-Physiker sehr eindrucksvoll sein. Erwähnt seien auch noch die zahlreichen kurzen Biographien führender Physiker, darunter auch solche lebender Physiker. Die Auswahl unter letzteren dürfte allerdings nicht leicht sein. — Es ist zu wünschen, daß die weiteren Bände des Lexikons recht bald herauskommen, da sein voller Wert natürlich erst zutage treten kann, wenn es vollständig vorliegt. W. MEISSNER.

Sandén, H. v.: Praktische Mathematik. Leipzig: G. B. Teubner 1951. 120 S. u. 23 Abb. Kart. DM 3.80.

Im Vorwort sagt der Verf., daß sich das Buch an die Studenten der Ingenieurwissenschaften wende. Wir glauben, daß der Verf. hier zu bescheiden ist, und daß der Kreis der interessierten Leser viel weiter zu ziehen ist und vor allem auch die Physiker mit umfaßt. Dies ergibt sich auch daraus, daß die erste Auflage aus dem Jahre 1948 bereits vergriffen ist (vgl. die Buchbesprechung: Diese Z., S. 1, 533 (1949)). Die jetzt vorliegende zweite Auflage ist im Umfang um 20 Seiten und 6 Abbildungen erweitert worden. Die Erweiterung kommt vor allem den Abschnitten über die Auflösung von Gleichungen und die Ausgleichung mit Gewichten sowie über die harmonische Analyse zugute. Darüberhinaus findet der Leser alle die nützlichen zeichnerischen und rechnerischen Lösungsmethoden einschließlich der Anlage von Rechenformeln usw. der ersten Auflage wieder. Durch die letzteren hilft das Büchlein viel nutzlose Arbeit sparen. Der Physiker wird wünschen, daß der Abschnitt „Statistik“ auch auf die Quantenstatistik ausgedehnt wird, da deren numerische Auswertung oft große Mühe bereitet.

Wie das Literaturverzeichnis am Schluß des Bändchens angibt, sind die Methoden zur numerischen Behandlung der Differentialgleichungen in einem anderen Buch des gleichen Verfassers zu finden, weshalb sie in dem vorliegenden Bändchen nicht berücksichtigt sind.

H. MEISSNER.

Jebesen-Marwedel, H.: Die Glasschmelze mikroskopisch gesehen. Frankfurt: Verlag der Deutschen Glastechnischen Gesellschaft 1951. 151 S. u. 125 Abb. DM 10.—

Atlanten typischer Erscheinungen sind nicht nur von ungewöhnlich hohem instruktiven Wert, sondern gewähren auch ausgesprochen ästhetischen Genuß. Man denke an den schönen Spektralatlas von EDER-VALENTA oder die Nebelkammerbilder von GENTNER-MAIER-LEIBNITZ-BOTHE. Zu ihnen gesellt sich nun ein kleiner Atlas von Glasvorgängen, entstanden im Labor der Deutschen Libby-Owens-Gesellschaft mit dreisprachiger Erläuterung. Er beginnt mit Mikraufnahmen des Gemenges, gefolgt von Aufnahmen des allmählichen Schmelzens der Körner. Einen großen Raum nehmen naturgemäß die Schlieren ein, besonders schön sieht man ein Charakteristikum des Glasschmelzens: die Auflösung des Hafenmaterials. Auch die anderen Glasfehler wie „Blasen“ und „Gallen“ sind ausführlich illustriert. Den Schluß im Entwicklungsgang des Glases bilden die Entglasungserscheinungen, bei denen z. B. SiO_2 -Kristalle gleich Schneekristallen wachsen, ferner zeigen die Grasbüschel ähnlichen Gebilde das Auftreten des von OTTO SCHOTT entdeckten Devitrits.

G. JOOS.

Hamel, G.: Integralgleichungen, Einführung in Lehre und Gebrauch. Berlin - Göttingen - Heidelberg: Springer 1949. 2. Aufl., VIII, 166 S. u. 19 Abb. Brosch. DM 15.60.

Das Buch gibt Vorlesungen wieder, die der Verfasser für Praktiker der Technik und der Physik gehalten hat. Die Darstellung ist entsprechend lebendig und anregend. An Hand der Lösung bestimmter Aufgaben werden die mathematischen Gedanken herausgearbeitet, die zur Entwicklung der so fruchtbaren und allgemeinen Methoden der Theorie der Integralgleichungen geführt haben. Die eingestreuten geschichtlichen Bemerkungen bringen dem Leser die Dinge auch menschlich näher.

In der ersten Hälfte des Buches werden zunächst die linearen Integralgleichungen erster und zweiter Art mit symmetrischem Kern eingeführt und ihr Zusammenhang mit den

gewöhnlichen Differentialgleichungen erster und zweiter Ordnung betrachtet. Dann werden nach der Behandlung des elementaren Teiles der Theorie, der NEUMANNsche Reihe und des lösenden Kerns, die Beziehungen zu den partiellen Differentialgleichungen der Physik untersucht. Schließlich wird die Theorie vollends durchgeführt; die spielen die Eigenschaften und die Berechnung der Eigenwerte, die Eigenfunktionen, die Orthogonalisierung und die Entwicklung einer willkürlichen Funktion nach Eigenfunktionen die Hauptrolle. Auch der Zusammenhang von Variationsprinzipien kommt zur Geltung.

Die zweite Hälfte enthält weitergehende Ausführungen. Es werden Integralgleichungen mit unsymmetrischem Kern behandelt, besonders die Theorien von FREDHOLM und E. SCHMIDT; die großen Gedanken der HILBERTschen Theorie sind klar dargestellt. Hier wird das Problem auf das der Lösung unendlich vieler linearer Gleichungen mit unendlich vielen Unbekannten zurückgeführt. Zum Schluß wird ein Blick auf die nichtlinearen Integralgleichungen geworfen.

Die gewonnenen Erkenntnisse werden laufend auf die Lösung vieler, durchweg interessanter, z. T. klassischer Probleme der Physik und Technik angewandt. Zahlreiche Literaturangaben ermöglichen ein vertieftes Studium.

F. LÖBEL.

Knopp, K.: Theorie und Anwendung der unendlichen Reihen. Berlin und Heidelberg: Springer 1947. 4. Aufl., XII, 582 S. u. 14 Abb. Brosch. DM 39.60.

Das von jedem Mathematiker hoch geschätzte Werk handelt, von den ersten Anfängen ausgehend bis an den Stand der heutigen Forschung heranführend, eine auf Grund reichlicher Erfahrung getroffene Auswahl aus dem großen Gebiet der Reihenlehre. Es ist fesselnd und leicht faßlich geschrieben; dies ist, bei unbedingter Strenge, durch eine seltene Klärung aller begrifflichen Schwierigkeiten erreicht. Zahlreiche historische Hinweise beleben die Darstellung. Viele Literaturangaben regen zu selbständigem Weiterarbeiten an.

Der I. Teil bietet als Fundament die Grundgedanken der Beantwortung der wesentlichen Fragestellungen der Lehre von den reellen Zahlen bis zum DEDEKINDschen Schnitt, beschäftigt sich dann mit den reellen Zahlenfolgen und den Hauptkriterien der Konvergenz und Divergenz, schließt mit einem Blick auf die wichtigsten Arten von unendlichen Reihen, unendliche Produkte und Kettenbrüche.

Der II. Teil enthält die Grundlagen der Theorie der endlichen Reihen. Es werden die Reihen mit positiven und beliebigen Gliedern, ihre absolute, bedingte und unbedingte Konvergenz, sowie das Rechnen mit Reihen, speziell mit Potenzreihen behandelt. In einem eigenen Kapitel werden die Entwicklungen der elementaren Funktionen untersucht. Der Zusammenhang zwischen unendlichen Reihen und Produkten wird kurz beleuchtet. Ein Kapitel beschäftigt sich mit der geschlossenen und mit der numerischen Approximation von Reihensummen, mit Fehler- und Restabschätzungen, Differenzenfolgen und Reihentransformationen.

Der III. Teil, mehr als die Hälfte des Buches umfassend, ist dem Ausbau der Theorie gewidmet. Zunächst wird die Theorie der mit Vergleichsskalen arbeitenden Konvergenzkriterien behandelt. Außer den Reihen mit konstanten Gliedern werden auch Reihen mit veränderlichen Gliedern und die Bedingungen ihrer gleichmäßigen Konvergenz studiert; insbesondere wird die Theorie und Anwendung der FOURIERSchen Reihen ausführlich behandelt. Eingehende Untersuchungen erfahren die Reihen komplexen Gliedern, besonders die Potenzreihen der elementaren Funktionen, die Doppelreihen und spezielle Reihen von analytischen Funktionen. Die Schlußkapitel behandeln die divergenten Reihen und Limitierungsverfahren, EULERSche Summenformel und die asymptotischen Entwicklungen.

Figuren erleichtern, wo es nötig ist, das Verständnis, bei der Erörterung des GEBSSCHEN Phänomens. Mehr als 200 Aufgaben dienen hauptsächlich der praktischen Anwendung.

F. LÖBEL.